
**Entwicklung und Charakterisierung einer Sonde auf
Basis der gefilterten Rayleigh-Streuung für zeitaufge-
löste Messungen unter kryogenen Bedingungen**

Abschlussarbeit

zur Erlangung des akademischen Grades
Master of Science

Fakultät für Informations-, Medien - und Elektrotechnik
der Technischen Hochschule Köln

vorgelegt von

Joshua Jungmann

geboren am 13.06.1993 in Hachenburg

durchgeführt am

Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR)

Erstprüfer: Prof. Dr. Uwe Oberheide

Zweitprüfer: Dr. Michael Fischer

Mudenbach, den 23.09.2019

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Abschlussarbeit selbstständig und nur unter Verwendung der von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst zu haben. Sowohl inhaltlich als auch wörtlich entnommene Inhalte wurden als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit hat in dieser oder vergleichbarer Form noch keinem anderen Prüfungsgremium vorgelegen.

Ort, Datum

Unterschrift

Sperrvermerk

Die Einsicht in diese Arbeit ist bis zum 31.12.2020 gesperrt.

Danksagung

Zunächst möchte ich an dieser Stelle allen danken, die diese Arbeit durch ihre fachliche und persönliche Unterstützung begleitet und zu ihrer Fertigstellung beigetragen haben.

Insbesondere bedanke ich mich bei meinen geschätzten Kollegen Herrn Dr. Michael Fischer, Herrn Dr. Guido Stockhausen, Herrn Dipl. Ing. Manfred Beversdorff, Herrn Dipl. Ing. Eike Burow und Herrn Dipl. Ing. Martin Müller welche immer ein offenes Ohr für mich hatten und mit konstruktiven Anmerkungen zum Fortschritt dieser Arbeit beigetragen haben. Außerdem möchte ich mich herzlich bei Herrn Prof. Dr. Uwe Oberheide für die Erstbetreuung, sowie bei Herrn Dr. Michael Fischer für die Zweitbetreuung bedanken, die mir stets unterstützend zur Seite standen.

Abschließend gilt mein besonderer Dank meinen Eltern und Großeltern, auf deren Unterstützung ich mich immer verlassen kann.

Kurzfassung

In dieser Masterarbeit wurde eine FRS-Sonde entwickelt und charakterisiert, um zeitaufgelöste Punktmessungen in Rückstreuung, unter kryogenen Bedingungen, zu ermöglichen.

Durch Variation der Ortsauflösung, Charakterisierung des erreichbaren Signalniveaus und der Empfindlichkeit gegen Falschlicht, wurde unter Laborbedingungen gezeigt, dass diese Sonde mit gekoppelter Sende- und Empfangseinheit für den Einsatz am Kryo-Kanal der Firma ETW in Köln geeignet ist. Für Messungen unter Prüfstands-Bedingungen, wurde ein mechanisch stabiler, mobiler Messaufbau erstellt. Weiterhin wurden gemittelte und zeitaufgelöste FRS-Messungen mittels des diskreten Frequenz-Scan-Verfahrens unter 1 bar und 9,5 bar Absolutdruck bei 24°C erfolgreich durchgeführt.

Durch Fokussierung des Laserstrahls und das damit verbundene höhere Signalniveau im Messvolumen, konnten am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) mit diesem Messsystem erstmalig zeitaufgelöste FRS-Messungen mittels einer periodischen, kontinuierlichen Verschiebung der Laserfrequenz durchgeführt werden. Die Ergebnisse zeigen, dass eine örtliche Auflösung sowie Spektren mit Messraten bis zu 20 Hz möglich sind.

Abstract

The aim of this thesis is the development and characterisation of a Filtered Rayleigh Scattering (FRS) measurement system which enables time resolved measurements in backscattering under cryogenic conditions.

By variation of spatial resolution, characterisation of the reachable signal level and the sensitivity of veiling glare, it was shown under laboratory conditions that the measuring probe - with a combined transmitting and receiving unit - is appropriate for the cryogenic wind tunnel of the company ETW in Cologne, Germany. For measurements under test facility conditions, a mechanical solid and portable measurement setup was established. Furthermore, averaged and time-resolved FRS-measurements were successfully realized by using the discreet frequency scan method under conditions of 1 bar and 9,5 bar absolute pressure at 24°C.

By focusing the laser beam and the associated higher signal level at the measuring volume, time-resolved FRS-measurements by means of a periodic, continuous shift of the laser frequency could be carried out with this measurement system for the first time at the German Aerospace Center (DLR). The results show that a local resolution as well as spectra with sampling rates up to 20 Hz are possible.

Inhaltsverzeichnis

Eidesstattliche Erklärung.....	I
Danksagung.....	II
Kurzfassung.....	III
Abstract.....	IV
Abkürzungsverzeichnis	VII
Symbolverzeichnis.....	VIII
Abbildungsverzeichnis	X
Tabellenverzeichnis.....	XIII
1 Einleitung.....	1
2 Grundlagen der gefilterten Rayleigh-Streuung.....	3
2.1 Theorie	3
2.2 Verfahren zur Durchführung von FRS-Messungen	12
2.3 Berechnung der räumlichen Auflösung.....	14
3 Das FRS-Messsystem.....	16
3.1 Konstruktion und Aufbau des Messsystems.....	16
3.2 Weitere wesentliche Komponenten des Aufbaus	18
3.2.1 Kohärente Lichtquelle	18
3.2.2 Frequenzmessung und -steuerung.....	19
3.2.3 Leistungsnormierung.....	20
3.2.4 Der Lichtwellenleiter	21
3.2.5 Lochblende	22
3.2.6 Glan Prisma und $\lambda/2$ Platte	23
3.2.7 Neutraldichtefilter	23
3.2.8 Molekularer Filter	24
3.2.9 Bandpassfilter.....	26
3.2.10 Photomultiplier tube (PMT)	27
3.2.11 Das optimierte FRS-Messsystem	28
3.3 Justage des Messaufbaus	29
4 Experimentelle Durchführung und Ergebnisse.....	30

4.1	Optimierung des experimentellen Aufbaus	30
4.2	Charakterisierung des experimentellen Aufbaus	31
4.3	Zeitlich gemittelte FRS-Spektren	35
4.4	Vergleich der gemessenen- mit simulierten Spektren	36
4.5	Zeitlich aufgelöster Frequenzscan	37
4.6	Periodische Frequenzvariation	41
5	Vergleich mit vorherigen Arbeiten am DLR.....	49
6	Ausblick	51
7	Zusammenfassung	53
8	Literaturverzeichnis	55

Abkürzungsverzeichnis

Laser	light amplification by stimulated emission of radiation
He-Ne Laser	Helium-Neon Laser
FRS	Filtered Rayleigh Scattering (gefilterte Rayleigh-Streuung)
FSM	Frequenzscan-Methode
ND-Filter, gf	Neutraldichtefilter (Graufilter)
PCF	Photonic Crystal Fiber
PIV	Particle Image Velocimetry
bpf	Bandpassfilter
FWHM	Full Width at Half Maximum
PSF	Point Spread Function

Symbolverzeichnis

$\vec{l}, \vec{o}, \vec{v}$	Vektoren
$\Delta\nu$	Frequenzverschiebung
ν_0	Frequenz einfallendes Lichtes
Kn	Knudsen - Zahl
X	Frequenzvariable
Y	Streuregimvariable
n	Teilchendichte
p	Druck
η	Scherviskosität
K	Betrag des Wellenvektors \vec{K} entlang $\vec{o} - \vec{l}$
k_B	Boltzmannkonstante
T	Temperatur
m	Molekülmasse
u_0	mittlere thermische Geschwindigkeit
$\tilde{\nu}$	Wellenzahl
ν	Frequenz
c	Lichtgeschwindigkeit
λ	Wellenlänge
I	Intensität des transmittierten Lichtes
I_0	Intensität des einfallenden Lichtes
c	Stoffkonzentration

E_λ	natürlicher molarer Extinktionskoeffizient
PSF_{tot}	Point Spread Funktion der gesamten Abbildung
PSF_{ill}	Point Spread Funktion der Beleuchtung
PSF_{det}	Point Spread Funktion der Detektion
NA	numerische Apertur
f	Brennweite
D	Linsendurchmesser
AU	Airy-Einheit
D_{PH}	Pinhole-Durchmesser
$f\#$	F-Zahl

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 2.1: Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Rayleigh-Streurichtung: Das einfallende Photon bewegt sich dabei entlang der x-Achse und ist in z-Richtung polarisiert [5].....	4
Abbildung 2.2: Funktionsprinzip der gefilterten Rayleigh-Streuung bei ruhender Strömung und entsprechend unverschobener Mie-Streuung. Das zurückgestreute Rayleigh-Signal sowie die Mie-/geometrische Streuung und die Laserquelle werden durch den Absorptionsfilter entsprechend gefiltert, sodass nur noch das gewünschte FRS-Signal übrigbleibt [4].....	7
Abbildung 2.3: Geometrie des optischen Dopplereffekts [4].....	8
Abbildung 2.4: Das Rayleigh-Spektrum bei 1 bar und 20° Celsius für $Y=0,6$ und bei 4,5 bar und -130°C für $Y= 6,7$	10
Abbildung 2.5: Da die Aufnahmen des Sensors nicht frequenzsensitiv sind, lässt sich die spektrale Form des Rayleigh-Streulichts erst mittels eines Frequenzscans über mehrere Punkte entlang einer Jodabsorptionslinie ermitteln [4].....	13
Abbildung 3.1: Schematischer Strahlengang der Sonde und wesentliche Komponenten des Messaufbaus Die Sensoreinheit kann in drei Blöcke aufgeteilt werden: Die Laser- und Frequenzregelung sowie die Datenerfassung mittels Messcomputer sind blau umrandet. Innerhalb des roten Rahmens befindet sich die Polarisationsreinigung, Strahlformung und Normierungseinheit. Der letzte Block besteht aus der gekoppelten Sende- und Empfangsoptik mit den nötigen Komponenten bis hin zum Sensor selbst.	17
Abbildung 3.2: Die konstruierte Sonde mit Bemaßungen in Millimeter.....	17
Abbildung 3.3: Aufbau der PCF-Faser aufgelöst dargestellt (links), Abbildung nach der PCF-Faser dargestellt als Farbskala über der Intensität(rechts) [17].	22
Abbildung 3.4: Komponenten der Jodzelle (links) neben dem Kupferblock sind auch die Heizkartuschen sowie die mit Jod befüllte Glasküvette zu sehen, auf dem rechten Foto ist der verbaute Ofen mit den nötigen Blenden sowie Anschlüssen zum lichtdichten Einsatz zu sehen.	25
Abbildung 3.5: Das Transmissionsspektrum molekularen Jods besteht aus einer Vielzahl unterschiedlich starker und breiter Linien (Hyperfeinstruktur), diese unterscheiden sich je nach Sättigungstemperatur des befüllten Jods.	26
Abbildung 3.6: Mobiler Laserwagen mit Fasereinkopplung (links) und Referenzzelle (eloxierte Metallbox, rechts oben). Auf der linken Seite ist das Wavelength Meter mit Kalibrierlaser zu sehen. Rechts im Vordergrund, der grün emittierende Teil des Lasersystems. Im Rack unter dem Tisch zwei Lasereinschübe und die Versorgungseinheit der Jodzellen.	28

Abbildung 3.7: Die fertige Sonde mit einem Arbeitsabstand von 500 mm und der Druckzelle am Messort.	28
Abbildung 4.1: Die Form des Laserstrahls mit einem Durchmesser von 1,8 mm ist auf dem linken Bild im Nahfeld zu sehen, auch das Licht aus dem Mantelglas außerhalb des Strahlkerns ist hier noch zu erkennen siehe Kapitel 3.2.4, in der rechten Abbildung ist der Laserstrahl im Fokuspunkt des Messvolumens zu sehen, dieser weist hier ein Durchmesser von 0,76 mm auf.	32
Abbildung 4.2: Axiale Auflösung bei einem 300 μ m Raumfilter und einem Strahldurchmesser von 5,5 mm. Aus der eingezeichneten Halbwertsbreite ergibt sich ein Verstellweg des Glasplättchens von ca. 4mm.	35
Abbildung 4.3: FRS-Spektren bei einer Variation des Luftdrucks im Messvolumen. Die Laserleistung im Messvolumen betrug 800 mW. Die Kontrollspannung für die Vorverstärkung des PMT betrug 800 mV und die Verstärkung des Strom-Spannung-Konverters 10^6 V/A.	36
Abbildung 4.4: Vergleich der simulierten gegenüber den gemessenen Daten. Die Abbildung zeigt zwei eng benachbarte Spektralbereiche des FRS-Spektrums. Die Messdaten (als Kreise dargestellt) wurden bei 1 bar (blau) und 9,5 bar (rot) unter 24°C Lufttemperatur mit den Simulationsdaten gegenübergestellt.	37
Abbildung 4.5: FRS-Spektrum eines zeitlich aufgelöstem Frequenzscans. Spektrum mit 2500 Datenpunkten pro Ensemble bei 9,5 bar und 297 K in Luft.	39
Abbildung 4.6: Signal-Rausch-Verhältnis bei 2500 Datenpunkten pro Ensemble bei 9,5 bar und 297 K in Luft.	40
Abbildung 4.7: Frequenzmodulation des Lasers in Form eines Dreiecks über die Zeit. Die Periode der gezeigten Dreiecksform beträgt 1 Hz. Die Wellenzahl ist an der Ordinate und die Zeit an der Abszisse abzulesen.	42
Abbildung 4.8: Aufnahme des Wavelength Meters über die Messdauer von 10 Sekunden bei einer Modulationsrate von 10 Hz dargestellt.	43
Abbildung 4.9: Signalintensität der Referenzmessung zur Bestimmung der Laserfrequenz bei einer Frequenzmodulation von 1 Hz über eine Messdauer von 2,5 Sekunden.	44
Abbildung 4.10: Signalintensität der Referenzmessung zur Bestimmung der Laserfrequenz bei einer Frequenzmodulation von 10 Hz über eine Messdauer von 10 Sekunden.	45
Abbildung 4.11: Photomultiplier Signal auf die Laserintensität normiert bei 1 Hz Modulationsrate über eine Messdauer von 10 Sekunden.	46
Abbildung 4.12: Photomultiplier Signal auf die Laserintensität normiert bei einem 10 Hz Modulationsrate über eine Messdauer von 10 Sekunden.	47

Abbildung 4.13: Photomultiplier Signal auf die Laserintensität normiert und über 400 Datenpunkte gemittelt bei 1 Hz Modulationsrate über eine Messdauer von 2,5 Sekunden.....	48
Abbildung 5.1: Signal-Rauschverhältnis bei Umgebungsdruck in Luft mit einer Ensemblegröße von 250 und einer Laserintensität von 800 mW im Messvolumen.	50

Tabellenverzeichnis

Tabelle 4.1: Unterdrückungswirkung verschiedener Raumfilterdurchmesser auf das Umgebungslicht.	31
Tabelle 4.2: Signalniveau des Photomultipliers in Raumluft und axiale Auflösung in Abhängigkeit von Strahl- und Pinholedurchmesser.	33

1 Einleitung

Im Rahmen dieser Masterarbeit wird eine Sonde auf Basis der gefilterten Rayleigh-Streuung (FRS), einem nicht invasiven, laserbasierten, optischem Messverfahren, entwickelt und charakterisiert. Die Entwicklung der FRS-Sonde soll es ermöglichen, Temperaturen sowie Geschwindigkeiten in technische Strömungen unter kryogenen Bedingungen zeitaufgelöst zu ermitteln. Auch weitere Anwendungen, wie die Anbringung der Sonde in einem Flugzeug, um Fluggeschwindigkeit sowie die Außentemperatur zu bestimmen, sind vorstellbar. Dadurch könnten bereits vorhandene Messsysteme wie das Pitotrohr (Sonde zur Geschwindigkeitsmessung), das beispielsweise zufrieren oder verstopfen und so zu Abstürzen führen kann (wie bei dem Airbus-Absturz im Juni 2009 [1]) ergänzt werden, um dadurch zu einer erhöhten Sicherheit im Flugbetrieb beizutragen.

Da die lasertechnischen Messtechniken berührungslos eingesetzt werden können und die Strömung somit nicht verfälschen, spielen diese in der Entwicklung von Strömungsmaschinen neben der Numerik eine große Rolle. Im Unterschied zu anderen laserbasierten Messverfahren, wie etwa der Particle Image Velocimetry (PIV), misst FRS partikelfrei. Das bedeutet, dass der Strömung keine Fremdpartikel wie Öltröpfchen oder Festpartikel beigegeben werden müssen, um die gewünschten Messergebnisse zu erzielen. Dadurch entfallen Messungenauigkeiten, die durch das Folgeverhalten der Partikel, sowie durch potentielle Verschmutzungen des Messobjektes verursacht werden.

Mittels FRS wurden bisher oft eine Geschwindigkeitskomponente sowie Druck und Temperatur als stationäre Mittelwerte mit einer kurzen Belichtungszeit in Kombination mit einer hohen Wiederhohlrates zweidimensional zeitlich aufgelöst.

Im Folgenden wird das zweidimensionale Messverfahren durch das Punktmessverfahren abgelöst, dadurch wird unter gleichen Randbedingungen die räumliche Auflösung zugunsten der zeitlichen Auflösung eingetauscht. Voruntersuchungen wurden bereits beim Deutschen Zentrum für Luft und Raumfahrt mit einer miniaturisierten Sonde in Rückwärtsstreuung bei sehr kleinem Signallevel [2] sowie mit einer um 90° entkoppelten Sende- und Empfangseinheit mit maximiertem Signal [3] getätigt.

Im Fokus des Entwicklungsprozesses der FRS-Messtechnik ist besonders das optische System anzusiedeln, welches Sende- und Empfangseinheit vereint und bei einem großen Arbeitsabstand ein möglichst hohes Signalniveau durch große Empfangslinsen bereitstellen soll. Dieses Messsystem soll es ermöglichen die ersten zeitaufgelösten Messungen durch eine kontinuierliche Frequenzverschiebung durchzuführen.

Im Folgenden werden, die im Deutschen Zentrum für Luft und Raumfahrt im Institut für Antriebstechnik durchgeführten Untersuchungen präsentiert. Kapitel 2 dient dazu, das zugehörige Hintergrundwissen zu beleuchten. Die FRS-Sonde wird in Kapitel 3 beschrieben. Die experimentelle Durchführung sowie die Messergebnisse werden entsprechend aufgearbeitet in Kapitel 4 dargelegt, in Kapitel 5 wird ein Vergleich zu vorherigen Arbeiten am DLR diskutiert. Kapitel 6 gibt einen Ausblick über anknüpfende Fragestellungen, abschließend fasst Kapitel 7 die im Rahmen dieser Arbeit behandelten relevanten Aspekte zusammen.

2 Grundlagen der gefilterten Rayleigh-Streuung

In diesem Abschnitt werden die Grundlagen dieser Arbeit beschrieben. Dabei wird sowohl auf das FRS-Messprinzip als auch auf die Auswertemethoden eingegangen.

2.1 Theorie

Als Rayleigh-Streuung bezeichnet man elastische Lichtstreuung an Partikeln, deren Durchmesser sehr viel kleiner als die Wellenlänge des anregenden Lichts sind, wie es beispielsweise bei Gasmolekülen der Fall ist. Wohingegen bei der Mie-Streuung die Partikelgröße in der Größenordnung der Wellenlänge oder darüber liegt. Diese unterscheidet sich auch in der Streuwirkung, die Streuintensität ist entsprechend höher als bei der Rayleigh-Streuung. Da sich die innere Energie der streuenden Teilchen während des Streuvorgangs nicht verändert, handelt es sich um einen elastischen Prozess. Durch ein sich im Wirkungsquerschnitt des Teilchens befindendes Photon wird die Elektronenhülle des Atoms oder Moleküls in Schwingung versetzt. Das daraus induzierte Dipolmoment oszilliert mit der Erregerfrequenz des einfallenden elektrischen Feldes, die Energie entspricht damit der des absorbierten Photons. Durch diese Charakteristik wird instantan ein Photon erzeugt, das sich in eine neue Richtung entfernt. Demzufolge unterscheiden sich die Frequenzen des einfallenden und des gestreuten Photons lediglich durch die Dopplerverschiebung, welche aufgrund einer eventuellen Strömungsgeschwindigkeit sowie der thermischen Teilchenbewegung auftritt. Unter dem Dopplereffekt versteht sich hier den optischen Dopplereffekt, dieser wird auch relativistischer Dopplereffekt genannt. Aus einer Annäherung zwischen Sender und Empfänger resultiert eine höhere Frequenz und somit eine kleinere Wellenlänge, man spricht in diesem Fall von einer Blauverschiebung. Wenn sich Sender und

Empfänger voneinander entfernen, haben die elektromagnetischen Wellen eine niedrigere Frequenz und somit eine größere Wellenlänge. Hier spricht man von einer Rotverschiebung.

Den zuvor beschriebenen Streuprozess durchlaufen eine Vielzahl von Photonen an einer Vielzahl von Molekülen, die sich nach den thermodynamischen Regeln statistisch bewegen. Dadurch erfahren die einzelnen Photonen eine unterschiedliche Dopplerverschiebung. Das daraus resultierende spektrale Profil der Rayleigh-Streuung beinhaltet Informationen über die Dichte, Temperatur, Druck und Geschwindigkeit eines betrachteten Molekülensembles [4]. Abbildung 2.1 zeigt, dass die Rayleigh-Streuung bei einer Beobachterposition senkrecht zur elektrischen Feldrichtung, also zur Polarisationsachse des Lichtes, am stärksten ist. In Polarisationsrichtung werden daher keine Photonen gestreut. Rayleigh-Streuung ist somit stark polarisationsabhängig [5].

Grafik zur Veröffentlichung gesperrt

Abbildung 2.1: Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Rayleigh-Streurichtung: Das einfallende Photon bewegt sich dabei entlang der x-Achse und ist in z-Richtung polarisiert [5].

Lord Rayleigh, der Entdecker der molekularen Lichtstreuung, unterschied um 1890 nicht zwischen den elastischen und inelastischen Anteilen der Molekülstreuung. Somit beinhaltet die historische Bezeichnung „Rayleigh-Streuung“ sowohl die polarisierten, kohärenten Anteile als auch depolarisierte, inkohärente Anteile der Molekülstreuung, welche aus der rotatorischen und translatorischen Bewegung des Moleküls resultieren (Raman-Streuung). Nach einer Abschätzung von Ulrich Doll [4] liegt der weitaus größte Anteil der laserinduzierten elastischen Molekülstreuung mit 96,7 % bei den polarisierten Streulichtanteilen, nur etwa 3,3 % gehören den depolarisierten Streulichtanteilen an. Da sich jedoch der Begriff Rayleigh-Streuung historisch für alle elastischen Anteile der Molekülstreuung etabliert hat, wird er auch im Folgenden so verwendet [4].

Voraussetzung zur direkten Nutzung der Rayleigh-Streuung ist ein zu vernachlässigender kleiner Anteil der Störsignale aus Mie-Streuung an Partikeln in der Strömung sowie aus geometrischer Streuung an Wänden und Fenstern eines Messaufbaus. Da dies bei praktischen Anwendungen selten der Fall ist, wurde das Messverfahren der gefilterten Rayleigh-Streuung entwickelt, eine Literaturübersicht findet sich in [4], welches zur Verringerung des störenden Streulichtes führte. Dies wird erreicht, indem das Rayleigh-Streulicht durch einen molekularen Filter abgebildet wird. Als molekularer Filter wird hier eine Jodzelle (vgl. Abschnitt 3.2.8) mit einer konstanten Jodmenge verwendet, welche oberhalb der definierten Sättigungstemperatur vollständig verdampft ist. Wie in Abbildung 2.2 zu sehen, wird die Frequenz des anregenden Lichtes in ein Transmissionsminimum der Jodzelle gelegt, dadurch erreichen nur die verbreiterten Anteile des Rayleigh-Profiles den Photomultiplier, während das unverschobene geometrische Streulicht und das Mie-Streulicht nahezu vollständig absorbiert werden. Um breitbandigen Hintergrund sowie das inelastische Fluoreszenzlicht, welches durch Absorption der Jodzelle entsteht, herauszufiltern, wird ein Bandpassfilter

(Abschnitt 3.2.9) zwischen molekularem Filter und Photomultiplier eingesetzt, siehe Abschnitt 3.2.10 [6].

Die auf diesem Prinzip aufbauende FRS-Messtechnik ist ein nicht invasives, partikelfreies und laserbasiertes Messverfahren. Sie kann zur Visualisierung von zeitlicher und räumlicher Veränderung von Temperatur, Druck und Strömungsgeschwindigkeit eingesetzt werden. Die Messtechnik ermöglicht es, bei einer bekannten Gaszusammensetzung, unter messtechnisch schwierigen Prüfstandbedingungen von Turbomaschinen Messdaten zuverlässig zu gewinnen. So wurde in Extremfällen bereits bei Betriebsdrücken bis 5 bar und Temperaturen von über 1500 Kelvin erfolgreich gemessen [6]. Weil die Messtechnik auch bei niedrigen Temperaturen störungsfrei arbeitet, ist es gut vorstellbar, diese auch in Windkanälen unter kryogenen Bedingungen einzusetzen, welche reale Strömungsbedingungen an Modellen nachstellen. Ein weiterer Vorteil bei Messungen unter niedrigen Temperaturen und hohen Drücken besteht in dem eigentlichen Rayleigh-Signal. Die gaussische Linienform, welche bei Niederdruck und kalten Temperaturen zu beobachten ist, wird durch die höhere Dichte etwas steiler und durch Brillouin-Peaks ergänzt. Insbesondere die spektrale Linienform der Rayleigh-Streuung spielt hierbei eine wichtige Rolle und wird von zwei Faktoren dominiert: Durch die spektrale Form des einfallenden Laserlichts sowie der im Wesentlichen aus der thermischen Molekülbewegung resultierenden Dopplerverschiebung des gestreuten Lichts. Da der Einfluss der Laserlinienbreite von J. N. Forkey [7] im Rahmen einer Unsicherheitsanalyse bei einer Linienbreite von 44 MHz unter 1% abgeschätzt wurde, wird der Einfluss des in dieser Arbeit verwendeten Lasers mit einer Linienbreite von < 500 kHz (laut Hersteller) im Vergleich zu dem dominanten Verbreiterungseffekt aus den Molekülbewegungen vernachlässigt. Das Verhältnis zwischen Laserlinienbreite und Rayleigh-Spektrum ist auch der Abbildung

2.2 zu entnehmen, die hier eingezeichnete unverschobene Mie- und geometrische Streuung entspricht der Form und Breite einer Laserlinie.

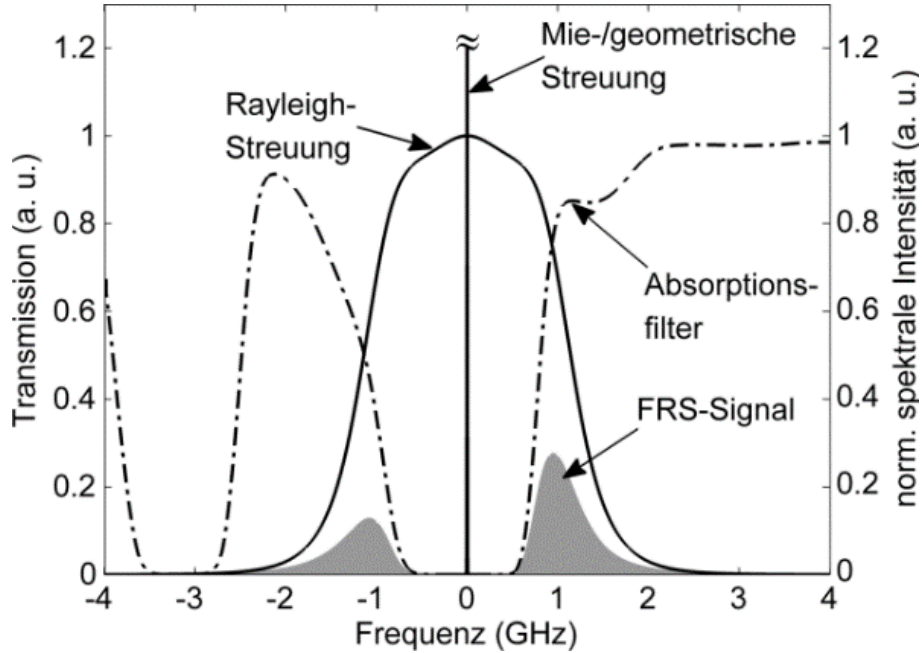


Abbildung 2.2: Funktionsprinzip der gefilterten Rayleigh-Streuung bei ruhender Strömung und entsprechend unverschobener Mie-Streuung. Das zurückgestreute Rayleigh-Signal sowie die Mie-/geometrische Streuung und die Laserquelle werden durch den Absorptionsfilter entsprechend gefiltert, sodass nur noch das gewünschte FRS-Signal übrigbleibt [4].

Durch die Betrachtung eines isolierten Moleküls lässt sich der dominante Verbreiterungseffekt erklären: Wie in Abbildung 2.3 zu sehen, wird das entlang des Vektors \vec{l} einfallende Laserlicht an einem Molekül, welches sich mit der Geschwindigkeit \vec{v} bewegt, in Richtung \vec{o} unter dem Winkel Θ gestreut. Dabei stellt das Streuteilchen für den Beobachter einen bewegten Sender, hingegen für den Laser einen bewegten Empfänger dar. Entsprechend ergibt sich in Richtung \vec{o} für das gestreute Licht der Frequenz ν , die Dopplerverschiebung zur Frequenz des einfallenden Lichts ν_0 unter Berücksichtigung der Vakuumlichtgeschwindigkeit c [8]. Die Frequenzverschiebung ist wie unter Formel (1) zu sehen, proportional zur Projektion der Geschwindigkeit des Teilchens \vec{v} auf den Differenzvektor $\vec{o} - \vec{l}$.

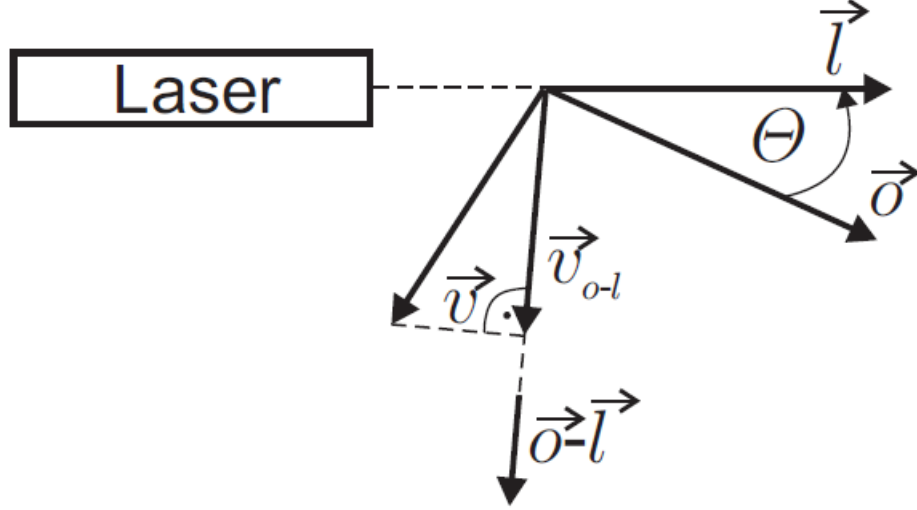


Abbildung 2.3: Geometrie des optischen Dopplereffekts [4].

$$\Delta\nu = \frac{v_0}{c} (\vec{o} - \vec{l}) \cdot \vec{v} \quad (1)$$

Die Bewegung eines jeden Moleküls macht sich durch eine Frequenzverschiebung des einfallenden Lichts im Streuspektrum bemerkbar [9]. Zur Beurteilung des gaskinetischen Zustandsbereichs ist die Knudsen-Zahl (Kn) eine wichtige Kennzahl, diese lässt sich aus der mittleren freien Weglänge der Gasmoleküle λ geteilt durch die charakteristische Länge des Strömungsfeldes l berechnen (2). Diese verhält sich umgekehrt proportional zur Dichte.

$$K_n = \frac{\lambda}{l} \quad (2)$$

Bei von einem Molekülensemble mit $Kn > 10$ gestreuten Laserlicht, wird die Form des Streuspektrums von der zufälligen, thermischen Molekülbewegung dominiert. Für Bereiche moderater und hoher Dichte mit $Kn < 10$ kann der Einfluss des Drucks auf das Rayleigh-Streuprofil nicht mehr vernachlässigt werden. Das Rayleigh-Streuspektrum, welches in seiner spektralen Form insbesondere von der

lokalen Dichte abhängt, kann durch zwei dimensionslose Größen beschrieben werden, Tenti et al. [10].

$$X = \frac{2\pi(v-v_0-\Delta v)}{\sqrt{2Ku_0}} \quad (3)$$

$$Y = \frac{p}{\sqrt{2Ku_0\eta}} = \frac{nk_BT}{\sqrt{2Ku_0\eta}} \quad (4)$$

$$u_0 = \sqrt{\frac{k_BT}{m}} \quad (5)$$

Die dimensionslose Frequenzvariable X in Formel (3), wird mit Δv als eine aus der Strömungsgeschwindigkeit resultierende Dopplerverschiebung beschrieben. K bezeichnet den Betrag des Wellenvektors \vec{K} entlang $\vec{o} - \vec{l}$. Die Streuregimevariable Y - siehe Formel (4) - verhält sich umgekehrt proportional zur Knudsen-Zahl und drückt das Verhältnis der anregenden Wellenlänge zur freien mittleren Weglänge der Gasmoleküle aus [11]. Außerdem können durch das ideale Gasgesetz die Teilchendichte n und der Druck p miteinander verknüpft werden. Die Scherviskosität wird durch η berücksichtigt. Formel (5) beschreibt die mittlere thermische Geschwindigkeit der Gasmoleküle u_0 , wobei die Boltzmannkonstante k_B , die Molekülmasse m und die Temperatur T mit einfließen [4].

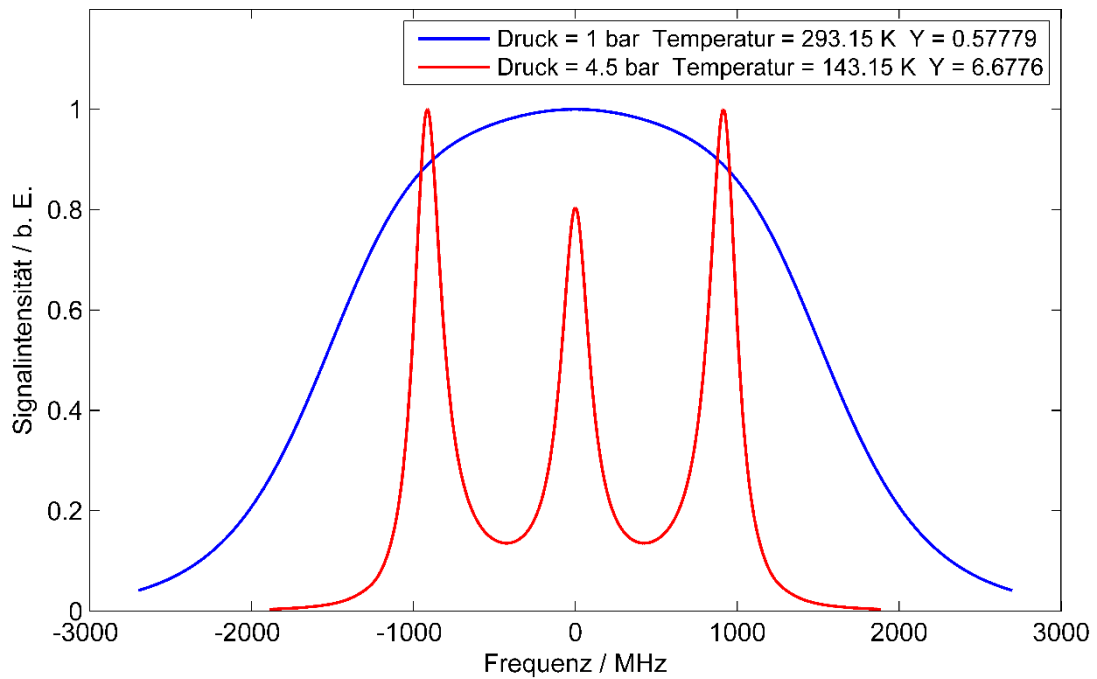


Abbildung 2.4: Das Rayleigh-Spektrum bei 1 bar und 20° Celsius für $Y=0,6$ und bei 4,5 bar und -130°C für $Y= 6,7$.

Wie bereits angedeutet, kann anhand der Definition von Y eine Einordnung des Rayleigh-Streuprozesses für unterschiedliche gasdynamische Zustände vorgenommen werden. Es wird allgemein zwischen drei Regimen unterschieden [12]:

Als Knudsen Regime ($Y \ll 1$) wird der Bereich bei geringer Dichte, also hohen Temperaturen und niedrigen Drücken bezeichnet. In diesem Regime ist die mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle sehr groß $Kn \rightarrow \infty$, Stoßereignisse sind nahezu ausgeschlossen. Folglich wird das Streuspektrum durch die Bewegung der Gasmoleküle dominiert und nimmt die Form einer Gaußschen Normalverteilung an.

Das hydrodynamische Regime ($Y \gg 1$) zeichnet sich durch hohe Drücke und niedrige Temperaturen aus. In dem Bereich hoher Dichte $Kn \rightarrow 0$, korrelieren die Bewegungen der Gasmoleküle. Die spektrale Verteilung überwiegt, durch an statisch auftreffenden Dichtefluktuationen gestreutes Licht die durch sich

ausbreitende akustische Wellen hervorgerufen werden. Das Spektrum setzt sich aus drei Lorentzprofilen zusammen [11]. Die zwei äußeren Lorentzprofile, die um einen Betrag, der mit der Schallgeschwindigkeit korrespondiert, Doppler-verschoben sind, werden auch als Brillouin-Mandelshtam-Douplet bezeichnet. Aufgrund dessen, wird in der Literatur auch die Bezeichnung Rayleigh-Brillouin-Streuung verwendet.

Als kinetisches Regime ($Y \sim 1$) wird der Übergang zwischen den beiden Extremen des Knudsen und des hydrodynamischen Regimes bezeichnet. Die spektrale Form wird hierbei sowohl durch thermische Verbreiterungsmechanismen (Knudsen Regime) als auch durch die zuvor erwähnten äußeren akustischen Seitenbänder (hydrodynamisches Regime) bestimmt [12].

Der Begriff Wellenzahl oder „Wavenumber“, welcher in der Spektroskopie verwendet wird, ist durch den Kehrwert der Wellenlänge λ zu bestimmen. Der nachfolgenden Formel (6) ist zu entnehmen, wie sich die Wellenzahl $\tilde{\nu}$ auch aus der Vakuumlichtgeschwindigkeit c und der Frequenz ν bestimmen lässt.

$$\tilde{\nu} = \frac{\nu}{c} = \frac{1}{\lambda} \quad (6)$$

Um ein Gefühl für die Maßeinheiten zu bekommen, hier ein Umrechnungsbeispiel von Wellenzahl zu Frequenz zu Wellenlänge [13]:

$$\tilde{\nu} = 1 \text{ cm}^{-1} \sim 30 \text{ GHz} \sim 10 \text{ nm}$$

für eine Frequenz in der sich die FRS-Messungen bewegen:

$$\tilde{\nu} = 18788,440 \text{ cm}^{-1} \sim 563,263 \text{ THz} \sim 532,242 \text{ nm}$$

Die Umrechnung von Wellenzahl zu Wellenlänge gilt nur für absolute Zahlen und nicht für einen Differenzbereich.

2.2 Verfahren zur Durchführung von FRS-Messungen

Nachfolgend werden drei Verfahren vorgestellt die bei FRS-Messungen zum Einsatz kommen, die Quotienten-Methode, die Frequenzscan-Methode (FSM) und eine Kombination aus beiden Methoden [4].

Durch die Quotienten-Methode ist es möglich, instationäre Strömungsvorgänge zu untersuchen. Mittels einer Referenzmessung bei bekannten Bedingungen, werden die nötigen experimentellen Parameter ermittelt, wodurch nur noch die Messgröße als Unbekannte übrigbleibt. Dies setzt allerdings voraus, dass sich die wesentlichen Parameter von Beginn der Referenzmessung bis zum Abschluss des Versuchs nicht verändern. Schon eine geringe Änderung der Strahllage, beispielsweise durch thermische Effekte im Laser oder in der Strahlführung, kann die Verteilung der Intensität im Lichtschnitt merklich verändern. Da diese zur ersten Referenzmessung abweichende Intensitätsverteilung nicht berücksichtigt wird, führt dies zu einer Erhöhung der Messunsicherheiten. Dennoch findet diese Messmethode Anklang, da bei einer kurzen Messdauer eine wahrscheinlich noch gültige Referenz besteht. Insbesondere bei Anwendungen in Verbrennungsumgebungen, wo durch kurze Belichtungszeiten in Kombination mit gepulsten Lasern das Eigenleuchten der Flammen effektiv unterdrückt wird, kommt diese Messmethode zum Einsatz [4].

Bei Nutzung der Frequenzscan-Methode besteht die Möglichkeit, stationäre Strömungsgrößen zu ermitteln. Um die Strömungsgrößen Druck, Temperatur und Doppler-Verschiebung simultan zu ermitteln, muss eine Referenzmessung durchgeführt werden. Aus der Dopplerverschiebung wird der Betrag einer Geschwindigkeitskomponente berechnet. Allerdings muss hierzu der durch die Referenzmessung erhaltene Kalibrierungsparameter über die gesamte Messung konstant bleiben. Wie in Abbildung 2.5 zu sehen, wird die Frequenz des Lasers entlang der

Absorptionslinie des molekularen Filters verschoben, wodurch letztlich mehrere Informationen zugänglich werden. Dies geschieht typischerweise in einem Bereich zwischen $18788,32 \text{ cm}^{-1}$ und $18788,458 \text{ cm}^{-1}$. Während sich unter stationären Bedingungen die spektrale Form der Rayleigh-Streuung im zeitlichen Mittel für alle Scanfrequenzen nicht verändert, bewirkt eine Frequenzverschiebung eine Änderung der durch die Jodzelle transmittierten Streulichtintensität. Diese setzt sich aus den spektralen Anteilen der Rayleigh-Streuung zusammen, welche den molekularen Filter durchqueren. Des Weiteren zeigt sich die Frequenzscan-Methode gegenüber der Quotienten-Methode durch die zusätzlich zur zeitlichen Mittelung durchgeführten Frequenzmittlungen deutlich unempfindlicher in Bezug auf Stör- und Rauscheffekte [4].

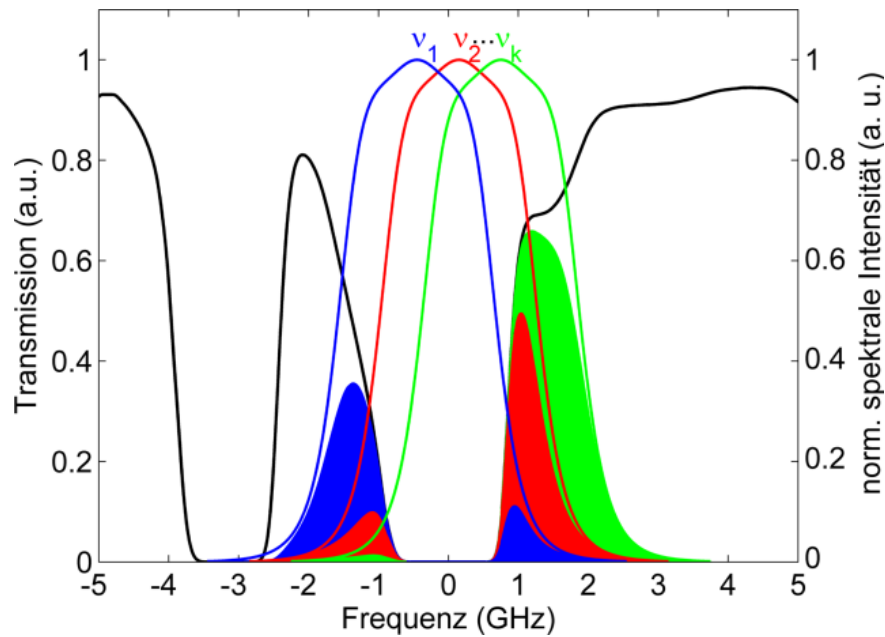


Abbildung 2.5: Da die Aufnahmen des Sensors nicht frequenzsensitiv sind, lässt sich die spektrale Form des Rayleigh-Streulichts erst mittels eines Frequenzscans über mehrere Punkte entlang einer Jodabsorptionslinie ermitteln [4].

Durch die Kombination der zuvor beschriebenen Methoden wird erreicht, dass diese robuster gegenüber umgebungsbedingten Störungen ist. Dies wird erzielt,

indem durch geschicktes Normieren der aufgenommenen Intensitätsspektren die Datenanalyse vom Kalibrierungsparameter unabhängig wird. Um eine höhere Genauigkeit der gemessenen Parameter zu erhalten, wird eine Referenzmessung durchgeführt. Durch eine Beschränkung der Scanfrequenz auf einen Bereich des molekularen Filters mit ausreichender optischer Dichte, können selbst intensive, schmalbandige Hintergrundanteile wie geometrische- und Mie- Streuung unterdrückt werden [4]. Die spektrale Breite des in Abbildung 2.5 schematisch gezeigten Messbereichs (eine Hyperfeinstruktur des molekularen Filters) entspricht lediglich einer Breite von ca. 1 pm.

2.3 Berechnung der räumlichen Auflösung

Die Länge des Messvolumens wird bei der konfokalen Laser-Scanning Mikroskopie (CLSM) durch das konfokale Messvolumen beschrieben. Da bei der hier vorgestellten, gekoppelten Sende- und Empfangseinheit nicht die gesamte Fläche der Empfangslinse zum Senden des Laserstrahls genutzt wird, wie es im Gegensatz zur üblichen Annahme der homogenen Pupillen Ausleuchtung bei der CLSM der Fall ist, muss das Messvolumen durch zwei Anteile definiert werden. Es wird einerseits durch die Begrenzung mittels eines Pinholes (Raumfilters) in der Empfangsoptik, andererseits durch die Art der Beleuchtung des Messvolumens durch einen fokussierten Laserstrahl definiert. Die Ermittlung der räumlichen Auflösung wird mittels der „Point Spread Function“ (PSF) beschrieben. Dabei wird angenommen, dass Beleuchtung und Detektion auf einen Punkt begrenzt sind. Durch Beugung und einen endlichen Fokus wird aus dem idealen Punkt ein unscharfes Gebiet, welches sich aus der Intensitätsverteilung im Bildraum, ausgedrückt durch die PSF, ergibt. Ein konfokaler Lasersensor erzeugt dabei zwei Abbildungen eines Punktes, eine im Objektraum durch den Laserfokus und eine im

Bildraum durch den Raumfilter. Dadurch ist die Point Spread Function der gesamten Abbildung PSF_{tot} als Produkt der Beleuchtung PSF_{ill} und Detektion PS_{det} beschreibbar, siehe Formel (7).

$$PSF_{tot} = PSF_{ill} \cdot PSF_{det} \quad (7)$$

Die PSF_{ill} beschreibt die Intensitätsverteilung des Laserspots und hängt im Wesentlichen von den Linsen- und Lasereigenschaften (Brennweite, Durchmesser, Divergenzwinkel und Strahlqualität) ab [14].

Die PSF_{det} beschreibt die Intensitätsverteilung durch die Detektionsoptik, welche die Nachweisoptik grundsätzlich erfassen kann.

Ein Maß für die räumliche Auflösung in axialer Richtung und damit für die Länge des Messvolumens ist die „Full Width at Half Maximum“ (FWHM). Diese Halbwertsbreite beschreibt den Abstand vom Intensitätsmaximum, bei dem die Intensität auf die Hälfte abfällt [14]. Die numerische Apertur der Ausgangslinse (NA) lässt sich durch den Durchmesser D und die Brennweite f berechnen (8). Für den Fall, dass der Pinhole-Durchmesser D_{PH} größer als eine Airy-Einheit AU (9) ist, kann in Abhängigkeit von der Wellenlänge des Lasers (λ) und der numerischen Apertur die räumliche Auflösung der (FWHM) durch die geometrische Optik beschrieben werden (10).

$$NA = \frac{D}{2 \cdot f} \quad (8)$$

$$1AU = \frac{1,22 \cdot \lambda}{NA} \quad (9)$$

$$dz = \frac{\sqrt{2} \cdot n \cdot D_{PH}}{NA} \quad (10)$$

3 Das FRS-Messsystem

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein transportabler Messaufbau mit kombinierter Sende- und Empfangseinheit geplant, konstruiert, aufgebaut und schließlich als Versuchsaufbau getestet.

3.1 Konstruktion und Aufbau des Messsystems

Da das Messsystem als Rückstreusonde erstellt wurde, hat die Ausgangslinse nicht nur die Funktion das Laserlicht zu fokussieren, sondern auch das rückgestreute Licht aus dem Messvolumen zu sammeln. Dies wird realisiert, indem der Sendestrahl seitlich vor der Ausgangslinse eingespeist wird, wie in Abbildung 3.1 zu sehen. Lediglich das Streulicht aus dem Fokusbereich wird scharf abgebildet. Weiteres Streulicht wird zwar durch die Ausgangslinse eingesammelt, jedoch unscharf in Richtung auf dem PMT abgebildet und dann durch das Pinhole unterdrückt. Die Kombination mit einem Raumfilter ermöglicht es, Streulicht außerhalb des Messvolumens nicht auf dem Sensor abzubilden und dadurch Messunsicherheiten durch unerwünschtes Streulicht außerhalb des Fokusbereiches zu eliminieren. Die Sonde wurde mit einem großen Arbeitsabstand von 500 mm entwickelt, um die Vorgabe zu erfüllen, an dem gewünschten Messort - hinter dem Plenum im Windkanal der Firma European Transonic Windtunnel (ETW) - zu messen. Durch den großen Durchmesser der Empfangslinse ergibt sich eine F-Zahl von 4,7, welche sich aus der Brennweite f und dem Linsendurchmesser D wie in Formel (11) zu sehen zusammensetzt.

$$f\# = \frac{f}{D} \quad (11)$$

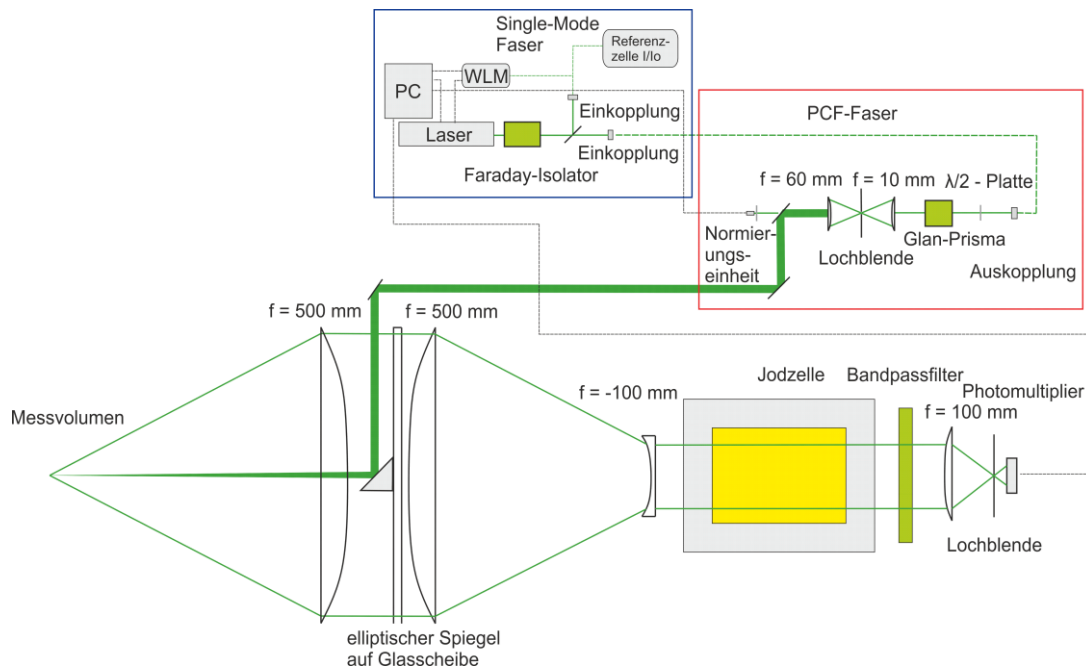


Abbildung 3.1: Schematischer Strahlengang der Sonde und wesentliche Komponenten des Messaufbaus

Die Sensoreinheit kann in drei Blöcke aufgeteilt werden: Die Laser- und Frequenzregelung sowie die Datenerfassung mittels Messcomputer sind blau umrandet. Innerhalb des roten Rahmens befindet sich die Polarisationsreinigung, Strahlformung und Normierungseinheit. Der letzte Block besteht aus der gekoppelten Send- und Empfangsoptik mit den nötigen Komponenten bis hin zum Sensor selbst.

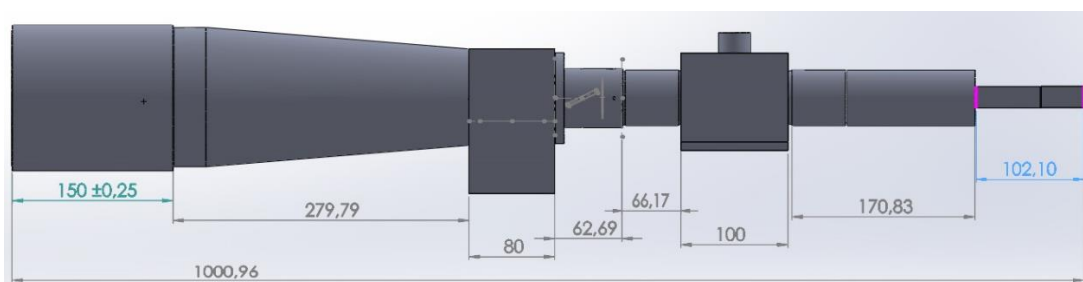


Abbildung 3.2: Die konstruierte Sonde mit Bemaßungen in Millimeter.

Abbildung 3.2 zeigt eine Konstruktion der gekoppelten Send- und Empfangseinheit der Sonde. Verglichen mit dem schematischen Strahlengang aus Abbildung 3.1 ist hier nur die Sonde ohne weitere Komponenten des Messaufbaus zu sehen.

Die in der Sonde verbauten Komponenten können dem schematisch dargestellten Messaufbau aus Abbildung 3.1 entnommen werden. Um die Messsignale abspeichern zu können, werden die Spannungssignale des Photomultipliers sowie die der Photodiode zur Leistungsnormierung und der Referenzmessungen (I/I_0) per BNC-Kabel zu einer LabView Karte geleitet und dort ausgelesen. Bei der LabView Karte handelt es sich um eine NI 6361, welche durch ein auf das Messsystem zugeschnittenes GUI bedient wird. Das verwendete GUI wird stetig durch Herrn Dipl. Ing. Eike Burow [15] weiterentwickelt, um es an die jeweilige Messaufgabe anzupassen. Die ausgelesenen Spannungen der einzelnen Komponenten werden mit der Laserfrequenz, welche durch das Wavelength Meter übertragen wird, zusammen abgespeichert. Die weitere Auswertung der Messdaten erfolgt mittels Matlab. Typische Arbeitsschritte wären z.B., Leistungsnormierung, Mittelung und der Vergleich mit einem FRS-Modell, um Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit zu erhalten.

3.2 Weitere wesentliche Komponenten des Aufbaus

Dieser Abschnitt soll dem Leser die Eigenschaften der in dieser Arbeit verwendeten wesentlichen Komponenten näherbringen. Nachdem die wichtigsten Komponenten des Messaufbaus besprochen wurden, werden wesentliche optische Bauteile der entwickelten Sonde in Strahlrichtung nacheinander vorgestellt.

3.2.1 Kohärente Lichtquelle

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Messungen mit einem 532 nm Laser des Herstellers Azurlight Systems durchgeführt. Dieser Laser eignet sich besonders durch einige seiner im Folgenden erwähnten Eigenschaften für diese Messaufgabe.

Bei dem Laser handelt es sich um einen Faserlaser, welcher nominal bis zu 6 Watt Laserleistung ausgeben kann. Durch seine Schmalbandigkeit von < 500 kHz ist er insbesondere für das FRS-Messverfahren geeignet, siehe dazu Kapitel 2.1. Ein weiterer großer Vorteil besteht darin, dass der Laser sehr frequenzstabil im Einmoden-Betrieb läuft und sich durch seine kompakte Bauweise sowie seine Luftkühlung ohne größeren Aufwand in Prüfständen einsetzen lässt. Durch seine gute Strahlagen-Stabilität eignet sich der Laser insbesondere zur Einkopplung in eine Faser. Außerdem ist es möglich, den Laser durch eine Netzwerkschnittstelle über eine Grafische Benutzerschnittstelle (GUI) anzusteuern. Unter anderem ermöglicht dies auch den Laser eine Frequenzrampe abfahren zu lassen, d.h. der Laser durchläuft periodisch und stetig einen zuvor ausgewählten Frequenzbereich (Sweep). Durch den Sweep ist es möglich, einen Scanbereich sehr viel schneller abzufahren als die Frequenz stufenweise zu verschieben.

3.2.2 Frequenzmessung und -steuerung

Ein wichtiger Bestandteil des Messsystems ist die Frequenzstabilisierung. Diese basiert auf einem Wavelength Meter WS Ultimate 10 des Herstellers HighFinesse. Ein kleiner Teil des Laserlichtes wird mittels eines Strahlteilers ausgekoppelt und in eine Multi-Mode Faser eingekoppelt. Diese überträgt das Licht zum Wavelength Meter, das aus einer Anordnung von Fizeau-Interferometern besteht. Um eine relative Messunsicherheit von 1 MHz zu erreichen, ist es nötig, das Gerät in regelmäßigen Abständen zu kalibrieren. Dazu wird ein frequenzstabiler Helium-Neon Laser (He-Ne Laser) genutzt. Dieser wird, um Rückreflexe zu vermeiden, durch einen Faraday-Isolator geleitet und anschließend durch eine weitere Faser eingekoppelt, welche an einen zusätzlichen Messkanal des Wavelength Meters angeschlossen wird.

Die zuvor eingestellte Frequenz wird durch zwei ineinander verschachtelte Regelkreise stabilisiert. Die erste Kontrollschleife nutzt den im Wellenlängenmessgerät verbauten PID-Regler und einen im Laser verbauten Piezo-Aktuator, um einer schnellen Änderung der Frequenz entgegenzuwirken. Die zweite Regelschleife wird durch einen softwareseitig programmierten PID-Regler realisiert, der die Ausgangsspannung des ersten Reglers als Eingangssignal nutzt. Um eine Langzeitstabilität der Laserfrequenz zu erreichen, wirkt der zweite Regelkreis thermischen Effekten innerhalb des Laserresonators entgegen.

Damit die Laserfrequenz auch während einer schnellen Änderung der Frequenz (sweepen) detektiert wird, ist es notwendig, eine höhere Abtastrate der Frequenzmessung als der des Frequenzwechsels zu gewährleisten. Da das Wavelength Meter WS Ultimate 10 dies bereits ab einem Frequenzwechsel von 5 Hz nicht mehr ermöglicht, muss eine weitere Referenzeinheit eingesetzt werden. Diese besteht im Wesentlichen aus zwei Fotodioden und einer Jodzelle mit einer niedrigeren Jodmenge. Damit ist es möglich vor und nach der Jodzelle die Laserintensitäten I_0 und I zu bestimmen. Anhand der Hyperfeinstrukturen der verbauten Jodzelle kann so exakt bestimmt werden, bei welcher Frequenz sich der Laser befindet.

3.2.3 Leistungsnormierung

Da bei dem Messverfahren der gefilterten Rayleigh-Streuung die Temperaturinformation in der Form des FRS-Intensitätsverlaufes enthalten ist und an jedem Frequenzpunkt Intensitäten gemittelt werden, muss eine potenzielle Änderung der Laserintensität während der Spektrenmessung erfasst werden. Der verwendete Laser verfügt zwar bereits über eine interne Leistungsstabilisierung, da der Laserstrahl jedoch durch eine PCF-Glasfaser sowie mittels Spiegel und Linsen

zum Messobjekt transportiert wird, entstehen Schwankungen in der Lichtstärke. Zum einen treten Leistungsschwankungen durch Schwingungen - z.B. durch Körperschall verursacht - auf, welche kleinste Änderungen des Strahlengangs mit sich bringen. Zum anderen kann die verwendete PCF-Faser eine Änderung der Strahlform sowie der Polarisierung, bedingt durch äußere Einflüsse bewirken. Diese werden durch Polarisations- und Modenfilter korrigiert, verursachen dabei jedoch schwankende Leistungseinbußen. Somit muss eine Messung der Intensität unmittelbar vor dem Eintreffen des Laserstrahls in das Messvolumen stattfinden [4]. Um dies zu erreichen, wird eine Normierungseinheit eingesetzt. Hierzu wird ein Teil des Hauptstrahls mittels eines auf der Rückseite polierten Spiegels abgegriffen. Um die Fotodiode möglichst linear zu betreiben und die Laser Speckles zu unterdrücken, wird der Abbildungsmaßstab so gewählt, dass nur der mittlere Teil des Sensors ausgeleuchtet wird. Die Lichtmenge sowie die Ausgangsspannung der Fotodiode werden durch einen geeigneten Neutraldichtefilter und einen Lastwiderstand so eingestellt, dass der Linearitätsbereich der Fotodiode eingehalten wird.

3.2.4 Der Lichtwellenleiter

Bei der für diesen Aufbau verwendeten Glasfaserleitung LMA-PM-10 von NKT Photonics handelt es sich um eine Single-Mode Photonic Crystal Fiber (PCF-Faser, polarisationserhaltend). Die auf 500 nm bis 700 nm optimierte Faser mit einem optischen Kerndurchmesser von $8,4 \pm 1 \mu\text{m}$ wird bei 532 nm betrieben und hat den Vorteil, durch ihre räumliche Begrenzung nur die Grundmode (gaußisches Profil) durchzulassen [16]. Die weißen Kreise in Abbildung 3.3 stellen das Mantelglas dar, wodurch auch ein diffuses Licht übertragen wird. Hierbei handelt es sich um viele kleine Hohlkörper, welche durch ihren kapillaren Aufbau den

Brechungsindex ändern und so das Licht durch den Faserkern leiten. Außerdem bewirken die gelb dargestellten Stressfasern den Erhalt der Polarisation. [16]

Grafik zur Veröffentlichung gesperrt

Abbildung 3.3: Aufbau der PCF-Faser aufgelöst dargestellt (links), Abbildung nach der PCF-Faser dargestellt als Farbskala über der Intensität(rechts) [17].

3.2.5 Lochblende

Der Lichttransport durch die zuvor erwähnten Kapillaren führt zu einer Struktur um das eigentliche Strahlprofil, die zu Messunsicherheiten führen kann. Um dies zu vermeiden wird eine Lochblende oder auch Pinhole (Nadelloch) genannt verwendet, um die äußere Struktur im Strahlprofil zu entfernen (wie in Abbildung 2.1 zu sehen). Das Pinhole sitzt im Fokuspunkt der beiden Linsen und wird möglichst klein gewählt, sodass der Hauptstrahl noch ohne Beugungsmuster das Nadelloch passiert [18].

3.2.6 Glan Prisma und $\lambda/2$ Platte

Der Glan Prisma ist ein auf Doppelbrechung und Totalreflexion basierender Polarisator. Durch Verwenden des Prismas, wird das Licht nach der Faser erneut bezüglich seiner Polarisation gefiltert. Lediglich das s-polarisierte Licht (außerordentlicher Strahl, senkrecht zur Tischebene) wird durchgelassen, das p-polarisierte Licht (ordentlicher Strahl) wird hingegen seitlich aus dem Prisma totalreflektiert [19].

Bei der $\lambda/2$ -Platte handelt es sich auch um ein polarisationsabhängiges Bauteil. Sie wird auch Verzögerungsplatte genannt, da diese das polarisierte Licht um eine halbe Wellenlänge beziehungsweise um Π verzögert. Verwendet wird dieses Plättchen, um die Polarisationsrichtung des Laserlichts nach der Faser zu drehen. Sie ist vor dem Glan-Prisma positioniert, damit die durch das Filterprisma transmittierte Intensität durch Verdrehen der $\lambda/2$ -Platte maximiert werden kann [20].

3.2.7 Neutraldichtefilter

Ein Neutraldichtefilter (ND-Filter), auch Graufilter genannt, schwächt transmittiertes Licht unabhängig von der Wellenlänge innerhalb eines definierten Bereiches gleichmäßig ab. Der ND-Filter kann als Absorptions- sowie als Reflexionsfilter gebaut werden. Da Reflexionsfilter empfindlich gegenüber Änderungen in der Strahllage und Polarisation sind, werden in den folgenden Versuchsaufbauten Absorptionsfilter verwendet [21]. Diese bestehen aus Grauglas, welches eine definierte optische Dichte und physikalische Dicke aufweist. Im Rahmen dieser Arbeit finden Graufilter insbesondere Anwendung, um Lichtstärken an den jeweiligen Dynamikbereich der verwendeten Sensoren anzupassen.

3.2.8 Molekularer Filter

Die Jodzelle - in Abbildung 3.4 im passend konstruierten Ofen zu sehen - stellt eine Kernkomponente des Detektorsystems dar. Wie in Abschnitt 2.1 dargelegt, wird im Rahmen dieser Arbeit ein FRS-System betrachtet, das für die Filterwirkung einen molekularen Absorptionsfilter nutzt. Im Inneren des Jodzellenofens befindet sich ein unter Vakuumbedingungen nur mit kristallinem Jod gefüllter Glaszylinder. Um eine konstante Transmission über den gesamten Zeitraum der FRS-Messungen zu gewährleisten, wurde ein heizbarer Kupferblock mit thermischer Isolierung um die Glasküvette positioniert. Durch Aufheizen der Jodzelle sublimiert das kristalline Jod, bis es ab Erreichen der Sättigungstemperatur vollständig gasförmig vorliegt, wodurch Regelschwankungen der Temperatur keinen Einfluss mehr auf die Joddichte haben. Die Jodzelle wird mittels eines PID-Reglers um 10°Celsius über der nötigen Sättigungstemperatur gehalten, um eine statistische Messunsicherheit in der vom Zellenhersteller spezifizierten Jodzellen-Sättigungstemperatur sowie die minimale lokale Jodzellentemperatur, welche durch Inhomogenität der Temperaturverteilung in der Jodzelle entsteht, zu berücksichtigen. Die Glasfenster der Jodzelle sind beidseitig antireflexbeschichtet, wodurch Reflexionen innerhalb des Jodzellenaufbaus und dadurch entstehende Geisterbilder verhindert werden [4].

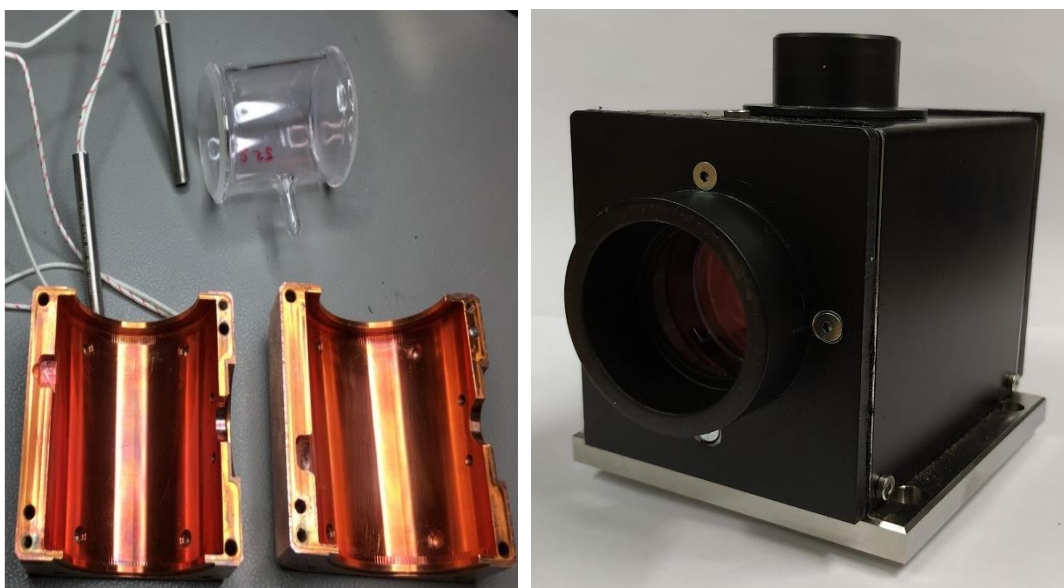


Abbildung 3.4: Komponenten der Jodzelle (links) neben dem Kupferblock sind auch die Heizkartuschen sowie die mit Jod befüllte Glasküvette zu sehen, auf dem rechten Foto ist der verbaute Ofen mit den nötigen Blenden sowie Anschlüssen zum lichtdichten Einsatz zu sehen.

Der molekulare Filter ermöglicht, durch die Nutzung molekularer Energieniveaus, eine sehr schmalbandige Filterung des Frequenzbereiches, welche anders schwer realisierbar wäre. Durch das Lambert-Beer'sche Gesetz (12) wird die relevante Abschwächung von Licht (I/I_0) beim Durchgang durch ein absorbierendes Medium über die Weglänge d beschrieben. Die logarithmische Absorbanz E_λ kann damit über den dekadischen spektralen Extinktionskoeffizient ε_λ und die Stoffmengenkonzentration c einer absorbierenden Substanz berechnet werden [22]:

$$E_\lambda = -\lg\left(\frac{I}{I_0}\right) = \varepsilon_\lambda \cdot c \cdot d \quad (12)$$

In Abbildung 3.5 ist ein kleiner Auszug der simulierten Hyperfeinstruktur des Absorptionsspektrums von molekularem Jod zu sehen. Die diskreten Transmissionslinien machen es im Rahmen dieser Arbeit möglich, durch eine Verschiebung der Frequenz sowie durch die Verwenden einer Jodzelle mit einer anderen

Sättigungstemperatur einen geeigneten Spektralbereich zu finden und sich so den experimentellen Gegebenheiten anzupassen (Abschnitt 2.2). Neben der gewünschten Abschwächung der Streuintensität tritt Fluoreszenzleuchten auf, welches jedoch durch einen zusätzlich eingesetzten Bandpassfilter unterdrückt wird.

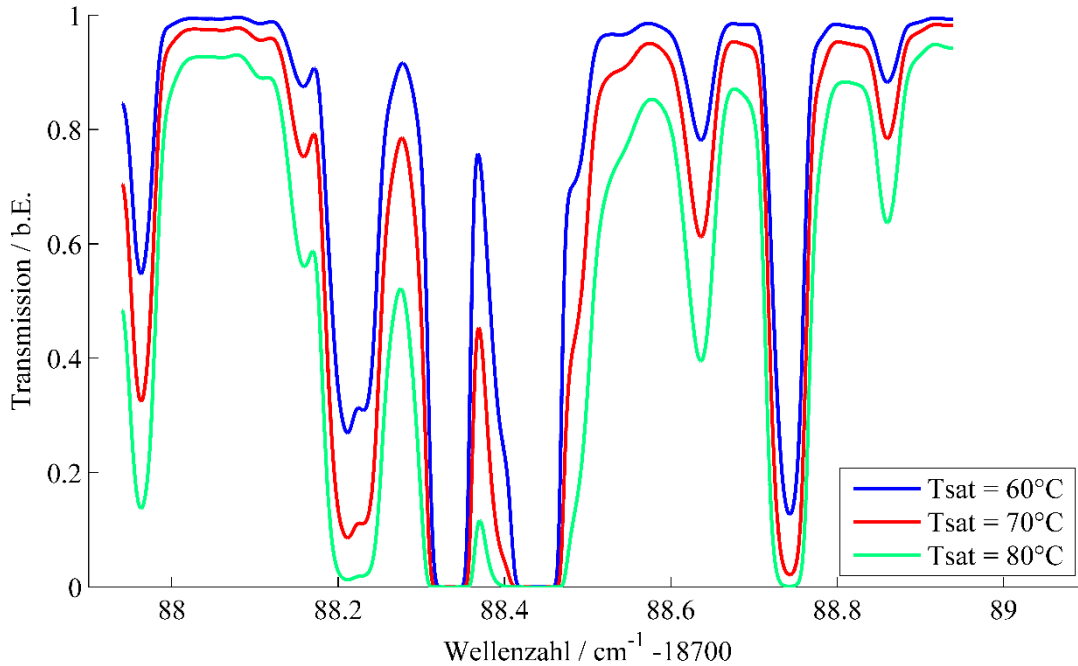


Abbildung 3.5: Das Transmissionsspektrum molekularen Jods besteht aus einer Vielzahl unterschiedlich starker und breiter Linien (Hyperfeinstruktur), diese unterscheiden sich je nach Sättigungstemperatur des befüllten Jods.

3.2.9 Bandpassfilter

Der Bandpassfilter (bpf) wird verwendet, um z.B. Jodfluoreszenz und Umgebungslicht zu unterdrücken. Dies verbessert das Signal zu Untergrund-Verhältnis und schützt den Photomultiplier vor Überbelichtung.

Die Funktionsweise des Interferenzfilters lässt sich anhand eines Fabry-Pérot-Interferometers beschreiben: ein solches Etalon besteht aus zwei teilreflektierenden Spiegeln, welche einen optischen Resonator bilden. Durch konstruktive bzw. destruktive Interferenz werden Spektralbereiche, welche die Resonanzbedingung

erfüllen, transmittiert, während die anderen nahezu vollständig ausgelöscht werden. So ist es möglich, aus breitbandigem Licht ein schmalbandiges Spektrum herauszufiltern [21]. Der hier verwendete Filter ist ein spektral schmalbandiger Bandpassfilter der Firma Barr, welcher mit einer Halbwertsbreite (FWHM) von 1 nm um die Zentralwellenlänge von 532,242 nm zentriert ist [23]. Der Barr-Filter zeichnet sich außerdem durch eine Transmission von ca. 70 % und eine optische Dichte von größer sechs im Absorptionsbereich aus.

3.2.10 Photomultiplier tube (PMT)

Als Detektor wird ein Photomultiplier der Firma Hamamatsu verwendet. Dieser ist für eine Wellenlänge von 530 nm mit einer aktiven Fläche von 3,7 x 13 mm ausgelegt. Der PMT besticht mit seinem sehr niedrigen Dunkelstrom von 0,1 nA bei einer Sensitivität der Kathode von 70 mA/W sowie $2,5 \times 10^5$ A/W der Anode. Die Photomultipliereinheit besteht aus einem Photosensormodul H9305-04, der Verstärkereinheit C7319 und dem Netzteil C7169. Das Netzteil versorgt das Photosensormodul sowie die Verstärkereinheit mit einer konstanten Spannung von 15 V. Je nach eingestellter Kontrollspannung des Netzteils von 0 bis 1100 mV wird der Photostrom in dem Photosensormodul bis zu einem Faktor von 10^7 verstärkt. Nun wandelt die Verstärkerbox den bereits verstärkten Signalstrom von maximal 10 μ A bei einer Einstellung 10^6 V/A in Spannung um. Durch ein BNC-Kabel wird das Photomultiplier-Signal mit Spannungen zwischen 0 und 10 V zum Computer übertragen [24]. Um den PMT vor schädlicher Überbelichtung zu schützen und den räumlichen Detektionsbereich der Sonde einzugrenzen, wurde ein Raumfilter vor dem Photosensor angebracht. Durch Größenvariation des Raumfilters kann so die axiale Auflösung des Messvolumens auf die Messaufgabe abgestimmt werden, siehe dazu Kapitel 4.2.

3.2.11 Das optimierte FRS-Messsystem



Abbildung 3.6: Mobiler Laserwagen mit Fasereinkopplung (links) und Referenzzelle (eloxierte Metallbox, rechts oben). Auf der linken Seite ist das Wavelength Meter mit Kalibrierlaser zu sehen. Rechts im Vordergrund, der grün emittierende Teil des Lasersystems. Im Rack unter dem Tisch zwei Lasereinschübe und die Versorgungseinheit der Jodzellen.

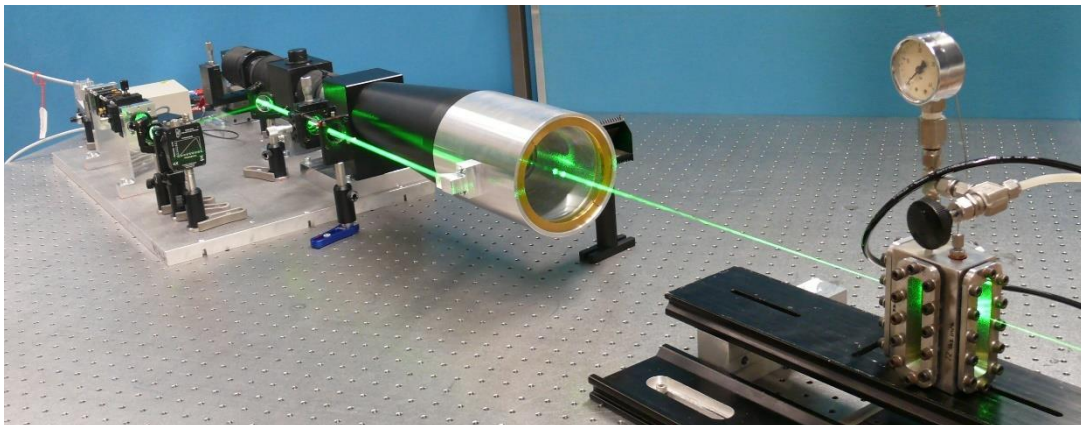


Abbildung 3.7: Die fertige Sonde mit einem Arbeitsabstand von 500 mm und der Druckzelle am Messort.

Abbildung 3.6 und Abbildung 3.7 zeigen das fertige Messsystem. In Abbildung 3.6 sind die wichtigen Komponenten bis hin zur Fasereinkopplung zu sehen. Die Sonde in Abbildung 3.7 wurde wie die Konstruktion in Abbildung 3.2 zeigt,

gebaut und in Betrieb genommen. Der Strahlengang sowie die einzelnen Komponenten sind Abbildung 3.1 zu entnehmen. Nach einigen Optimierungsarbeiten kann die Sonde nun wie auf den Bildern zu sehen für die bevorstehenden Messaufgaben eingesetzt werden.

3.3 Justage des Messaufbaus

Um möglichst viel Rayleigh-Streulicht zu detektieren und so ein hohes Signal-Rausch-Verhältnis zu gewährleisten, muss die Sonde (Sender und Empfänger) möglichst gut auf das gewünschte Messvolumen justiert werden. Dazu wurde der Sendestrahl durch ein Teleskop auf den gewünschten Durchmesser parallel eingestellt. Nun muss der Sendestrahl mittig in die Sonde eingespeist werden, sodass der Laserstrahl mittig auf dem letzten elliptischen Spiegel vor der Frontlinse zu sehen ist und auf der optischen Achse der Nachweissonde zum Messvolumen verläuft. Da die beiden 500 mm Konvexlinsen bereits konstruktiv fest verbaut sind, wie in Abbildung 3.2 zu sehen, muss nun die -100 mm Konkavlinse so eingestellt werden, dass das Streulicht aus dem Fokuspunkt, also bei einem Abstand von 495 mm der Ausgangslinse, parallel mit einem Durchmesser von 22 mm verläuft. Diese Einstellung setzt voraus, dass vorher der Fokuspunkt des Laserstrahls bei einem Abstand von 495 mm zur Ausgangslinse liegt. Als nächstes kann die letzte 100 mm Konvexlinse hinter dem Bandpassfilter angebracht werden, wobei nun die Photomultipliereinheit mit Raumfilter so positioniert werden muss, dass sich der Fokuspunkt am Ort des „Pinholes“ befindet. Der Abstand zwischen Raumfilter und PMT ist im Aufbau bereits fest vorgegeben, wodurch die Justage des Sensors vereinfacht wird. Um die Feinjustage der Photomultipliereinheit abzuschließen, empfiehlt es sich durch Iterieren aller Freiheitsgrade auf maximale Signalintensität zu justieren.

4 Experimentelle Durchführung und Ergebnisse

Um die Sensoreinheit zu charakterisieren und zu optimieren, wurden verschiedene Versuchsaufbauten getestet. So konnten bestimmte Bauteile der Sonde genau untersucht und optimiert werden. Dazu wurde die Dichte durch Druckänderung des Messmediums sowie die Geometrie des Messvolumens selbst variiert. Des Weiteren wurden einzelne Komponenten der Sende- und Empfangseinheit ausgetauscht. Anschließend wurden zeitaufgelöste FRS-Messungen durchgeführt.

4.1 Optimierung des experimentellen Aufbaus

Um möglichst viel Laserintensität von der Faser bis hin zum Messvolumen zu führen, wurde die Polarisierung gereinigt und so gedreht, dass die Antireflexbeschichtungen der Spiegel und Linsen in ihrer Vorzugsrichtung betrieben werden. Außerdem wurde der Labortisch geerdet, um elektrische Störsignale auf dem PMT- sowie dem Dioden-Signal zu eliminieren. Um weitere Umgebungseinflüsse zu minimieren, wurde die Sonde auf Umgebungslicht und Streulicht untersucht. Die Komponenten der Sonde wurden lichtdicht miteinander verbunden. Das verbleibende Laser-Streulicht entsteht im Laserkopf am elliptischen Spiegel sowie durch nicht geschwärzte metallische Oberflächen. Da das Streulicht nicht frequenzverschoben ist, wird dieses durch die Jodzelle absorbiert und gelangt nicht bis zum PMT. Das von vorne eindringende breitbandige Umgebungslicht kann jedoch nicht vollständig durch die Jodzelle und den Bandpassfilter gefiltert werden. Um möglichst nur die Photonen aus dem Messvolumen zu detektieren, wurde ein Raumfilter vor dem PMT angebracht. Dieser lässt lediglich das Licht des Fokusbereichs im Messvolumen zum PMT durch. Der Tabelle 4.1 ist zu

entnehmen, wie sich das Umgebungslicht bei einer Größenvariation des Raumfilters verhält. Bei dem Umgebungslicht handelt es sich um das Deckenlicht des Labors, welches durch Leuchtstofflampen mit einer Farbtemperatur von 3500 bis 5000K den Raum ausleuchtet. Der Laserstrahl wurde während der Versuche noch vor der Fasereinkopplung geblockt.

Raumfilter (μm)	Abgedunkelter Raum (V)	Deckenlicht eingeschaltet (V)
100	0,0006	0,0016
300	0,0004	0,0080
500	0,0008	0,0150
700	0,0012	0,0320
ohne	0,0035	3,4600

Tabelle 4.1: Unterdrückungswirkung verschiedener Raumfilterdurchmesser auf das Umgebungslicht.

4.2 Charakterisierung des experimentellen Aufbaus

Für weitere Anwendungen ist es von zentraler Bedeutung sein System genau zu charakterisieren. Um das System auf die jeweilige bevorstehende Messaufgabe abzustimmen, ist es deshalb unabdingbar zu wissen, wie sich Änderungen des Laserstrahldurchmessers und des Raumfilters auf die Detektionslänge der Empfangseinheit auswirken. Die axiale Auflösung muss bekannt sein, um einen Mindestabstand zu Fenstern und anderen Wänden einzuhalten.

Das aus der Faser kommende Laserlicht wurde durch ein Teleskop auf den gewünschten Strahldurchmesser gebracht und parallelisiert (siehe Abbildung 3.1). Auf der Austrittsseite der PCF befindet sich eine hinter der Faser montierte kleine Linse, welche das Laserlicht leicht divergent bei einem Durchmesser von 0,9 mm austreten lässt. Zur Charakterisierung der Sonde wurde der Laserstrahl auf 1,8

mm mit einer Brennweitenkombination der Teleskoplinsen von 10 mm zu 20 mm Brennweite sowie auf einen Durchmesser von 5,5 mm mit 10 mm zu 60 mm Brennweite vergrößert und parallelisiert. Um zu prüfen ob der Fokus des Laserstrahls sowie der Brennpunkt der Linsen am selben Ort liegen, wurde ein Beam Profiler verwendet. Außerdem konnte mittels Beam Profiler der Strahldurchmesser im Nah- sowie im Fernfeld überprüft werden, um so einen parallelen Strahl nachzuweisen. Auch die Form des Laserstrahls wurde mittels Beam Profiler geprüft, wie in Abbildung 4.1 zu sehen.

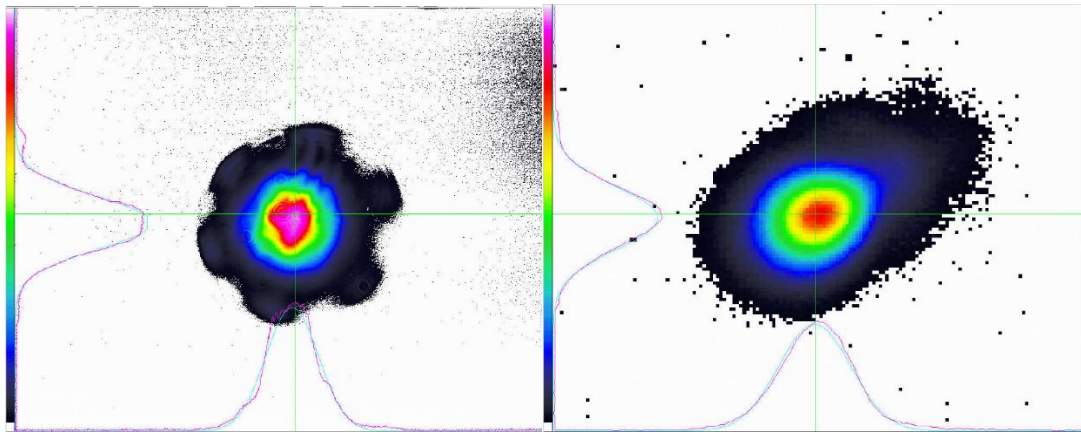


Abbildung 4.1: Die Form des Laserstrahls mit einem Durchmesser von 1,8 mm ist auf dem linken Bild im Nahfeld zu sehen, auch das Licht aus dem Mantelglas außerhalb des Strahlkerns ist hier noch zu erkennen siehe Kapitel 3.2.4, in der rechten Abbildung ist der Laserstrahl im Fokuspunkt des Messvolumens zu sehen, dieser weist hier ein Durchmesser von 0,76 mm auf.

In der nachfolgenden Tabelle ist zu sehen, inwieweit sich ein veränderter Strahldurchmesser in Kombination mit einer Änderung des Raumfilters auf das detektierte Signalniveau des PMT (bei gleicher Frequenz) und auf die axiale Auflösung des Messvolumens auswirkt. Das Signalniveau wurde bei einer PMT Kontrollspannung von 1000 mV für die Vorverstärkung und einer Wellenzahl von $18788,44 \text{ cm}^{-1}$ in Raumluft aufgenommen, bzw. passend auf diesen Wert um skaliert. Um die Halbwertsbreite (FWHM, siehe dazu Kapitel 2.3) zu erhalten, wurde

eine hauchdünne Glasplatte (Mikroskop-Objektträger, Dicke 150 μm) auf einem Präzisions-Lineartisch angebracht und in Millimeterschritten durch das Messvolumen bewegt. Der maximale Verstellweg betrug 40 mm. In der nachstehenden Tabelle ist aufgeführt, wie sich die axiale Auflösung bei 50% Signal in der jeweiligen Kombination verhält.

Strahldurch- messer Raumfilter	1,8 mm		5,5 mm	
	Signalniveau	FWHM	Signalniveau	FWHM
100 μm	-----	-----	0,09 V	2 mm
300 μm	0,48 V	5mm	0,63 V	4 mm
500 μm	0,85 V	8 mm	1,05 V	7 mm
700 μm	1,3 V	11 mm	-----	-----

Tabelle 4.2: Signalniveau des Photomultipliers in Raumluft und axiale Auflösung in Abhängigkeit von Strahl- und Pinholedurchmesser.

Die Halbwertsbreite der axialen Auflösung in Tabelle 4.2 entspricht in etwa der berechneten aus Kapitel 2.3. Die Halbwertsbreite wurde mit einer Genauigkeit von $\pm 0,5$ mm gemessen. Anhand der Tabelle ist es möglich, die Halbwertsbreite je nach Laserstrahldurchmesser und Raumfilterdurchmesser auch für die dazwischen liegende nicht gemessenen Konstellationen abzuschätzen. Aus den Messdaten ist außerdem zu erkennen, dass der Einfluss des Raumfilters die axiale Auflösung dominiert. Um den minimalen Abstand zum Fenster oder anderen harten Streuern abzuschätzen, ist zu beachten, dass die totale Detektionslänge der Empfangslinse wesentlich größer ist als die angegebene Halbwertsbreite. In Abbildung

4.2 sind die Messdaten bei einer Kombination aus einem 5,5 mm Laserstrahldurchmesser und einem Pinhole-Durchmesser von 300 μm dargestellt. Bei den dargestellten Messdaten wurde eine Spline-Interpolation angewendet und das durch die hauchdünne Glasscheibe verminderte Signalniveau bis zum Signalmaximum korrigiert. Daraus ergibt sich eine Halbwertsbreite von 4 mm und eine totale Detektionslänge von 14 mm. Dies bedeutet, dass der minimale Abstand von harten Streuern mindestens 7 mm zu beiden Seiten des Fokuspunktes betragen sollte. Falls dies baulich bedingt nicht eingehalten werden kann, sollte ein kleinerer Raumfilter gewählt werden, um das Messsignal nicht zu verfälschen. Bei genauerer Betrachtung des Signalniveaus (Tabelle 4.2) fällt auf, dass diese bei einem 5,5 mm Strahldurchmesser in Kombination mit einem 100 μm Pinhole eine niedrige Signalstärke aufweist. Diese ist zum einen auf eine gemittelte Ablesegenauigkeit von $\pm 0,02$ V zurückzuführen zum anderen darauf, dass der Raumfilter nach jeder Änderung des Strahldurchmessers sowie des Pinhole-Durchmessers wieder exakt einjustiert werden muss. Eine exakte Justage ist bei einem 100 μm Pinhole jedoch schwieriger als bei größeren Raumfiltern und könnte so zu Signalverlusten geführt haben. Trotz der möglichen Messungenauigkeit lässt sich anhand der Tabelle jedoch klar feststellen, dass hier eine Trade-Off zwischen Photomultipliersignal und räumlicher Auflösung besteht. Das maximale Signal wird bei minimaler räumlicher Auflösung erzielt.

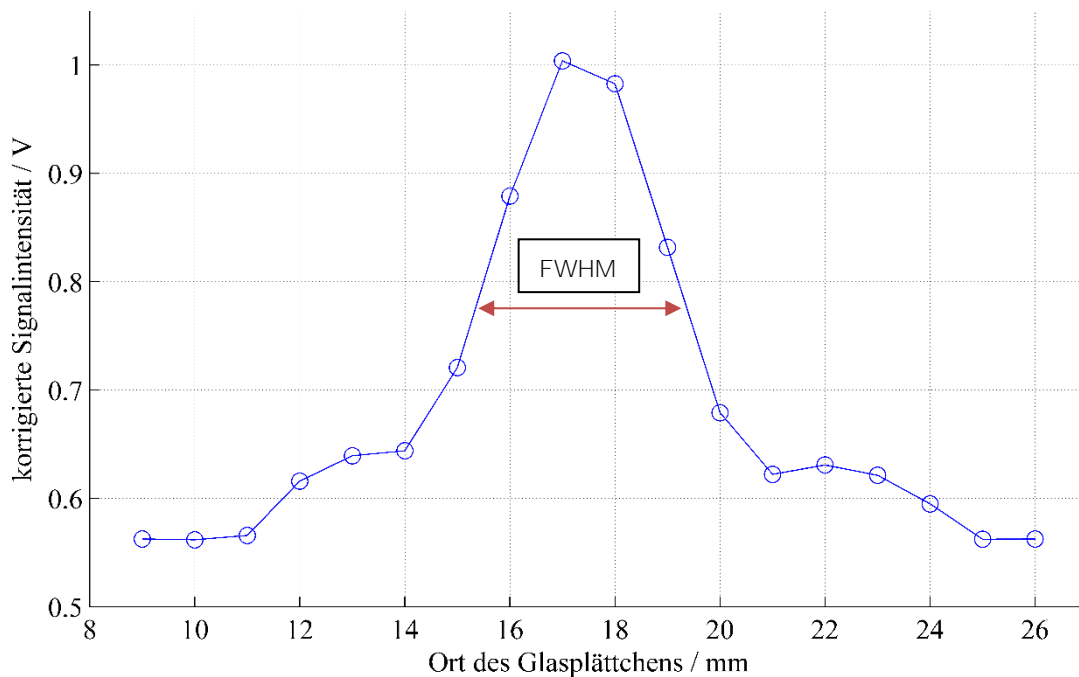


Abbildung 4.2: Axiale Auflösung bei einem 300 µm Raumfilter und einem Strahldurchmesser von 5,5 mm. Aus der eingezeichneten Halbwertsbreite ergibt sich ein Verstellweg des Glasplättchens von ca. 4mm.

4.3 Zeitlich gemittelte FRS-Spektren

Um zu zeigen, wie sich bei steigendem Druck die Form des gefalteten Rayleigh-Signals sowie die Intensität verändern, wurde eine Druckvariation für diskrete Aufnahmen mittels der Frequenzscan-Methode (Kapitel 2.2) durchgeführt. Die Spektren sind in der nachfolgenden Abbildung 4.3 zu sehen. Die Formänderung des spektralen Profils beruht auf dem Einfluss von Druck und Temperatur auf das Rayleigh-Streuprofil, siehe dazu Kapitel 2.1. Der Signalanstieg bei höherem Druck lässt sich durch die höhere Molekülanzahl innerhalb des Messvolumens erklären. Der Dichteinfluss auf das Rayleigh-Spektrum bei 9,5 bar und 297 K entspricht in etwa dem bei 140 K und 4,5 bar. Diese Randbedingungen sind bei späteren Einsätzen der Sonde in einem Windkanal der Firma European Transonic Windtunnel (ETW) GmbH vorzufinden.

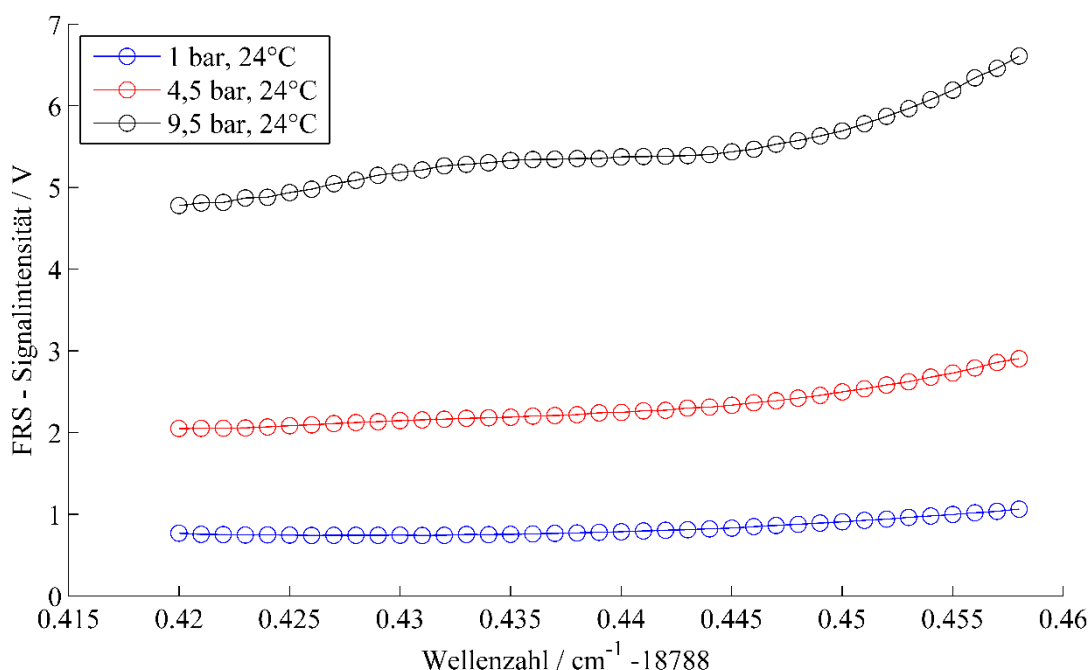


Abbildung 4.3: FRS-Spektren bei einer Variation des Luftdrucks im Messvolumen. Die Laserleistung im Messvolumen betrug 800 mW. Die Kontrollspannung für die Vorverstärkung des PMT betrug 800 mV und die Verstärkung des Strom-Spannung-Konverters 10^6 V/A .

4.4 Vergleich der gemessenen- mit simulierten Spektren

Zur Funktionsprüfung der Rückstreusonde wurden die zuvor simulierten Rayleigh-Profile mit den gemessenen Daten verglichen. Für die Simulation wurde das Tenti S6 Modell mit den Parametern 1 bar und 9,5 bar Absolutdruck bei 24°C mit einer Gaszusammensetzung der Luft verwendet [25]. Die in Abbildung 4.4 gezeigten simulierten Spektren ähneln den gemessenen in Form und Steigung weitestgehend. Die gemessenen Daten wurden jeweils über drei Messdurchgänge bei einer Belichtungszeit von zwei Sekunden gemittelt. Die sichtbaren Abweichungen zwischen Simulationsdaten und Messdaten sind durch ein nicht konstantes Druckniveau sowie Abweichungen der Lufttemperatur zu erklären. Außerdem wurde der „Large Lens“ Faktor nicht mitberücksichtigt. Dieser ist jedoch erst ab einer F-Zahl ≥ 10 für eine Abweichung unter 0,1% zu vernachlässigen [4, 12, 26]

und ist somit bei der hier verwendeten F-Zahl von 4,7 nicht zu vernachlässigen. Bei genauerer Betrachtung der FRS-Spektren fällt auf, dass die linke Flanke im rechten Frequenzbereich sehr flach gegenüber Messungen mit getrennter Sende- und Empfangseinheit ist. Dies ist auf die Messung unter 180° Rückstreuung zurückzuführen. Um die durch die fehlende Flanke möglichen Messunsicherheiten zu minimieren, könnte auch der linke Frequenzbereich mitgemessen werden.

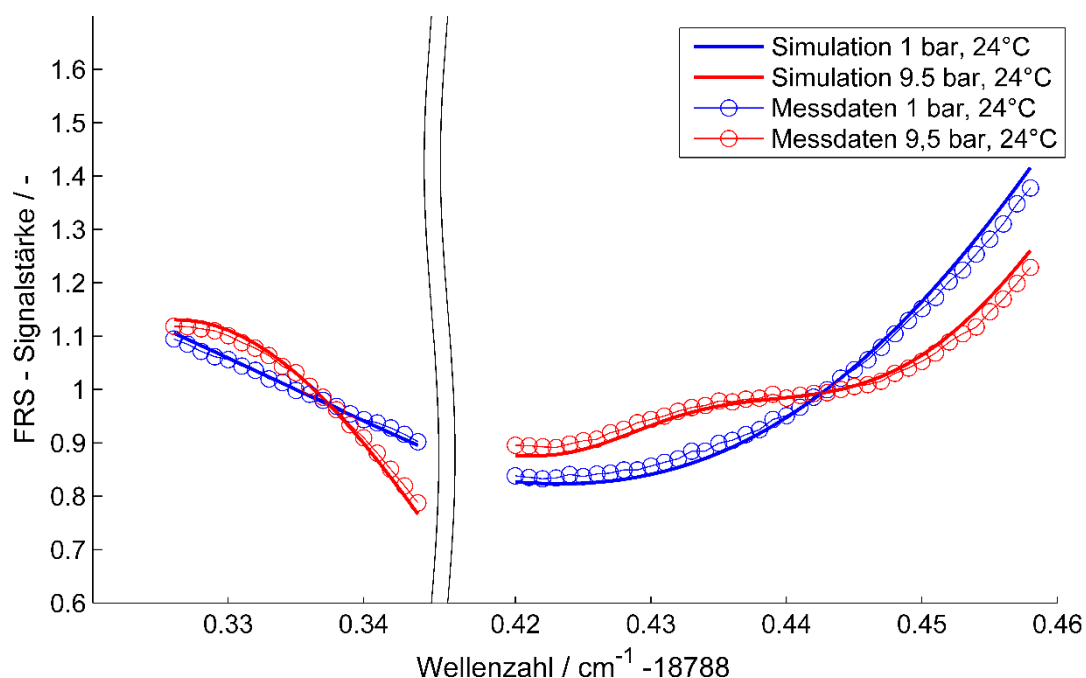


Abbildung 4.4: Vergleich der simulierten gegenüber den gemessenen Daten. Die Abbildung zeigt zwei eng benachbarte Spektralbereiche des FRS-Spektrums. Die Messdaten (als Kreise dargestellt) wurden bei 1 bar (blau) und 9,5 bar (rot) unter 24°C Lufttemperatur mit den Simulationsdaten gegenübergestellt.

4.5 Zeitlich aufgelöster Frequenzscan

Das Augenmerk bei der Entwicklung dieser Sonde lag neben der gekoppelten Sende- und Empfangseinheit darin, kürzere Messzeiten zu erzielen, um zeitaufgelöste Messungen zu ermöglichen. Die folgenden Messdaten wurden bei einer Datenrate von 100 kHz aufgenommen. Die Datenrate gibt die

Auslesegeschwindigkeit der angeschlossenen Sensoren an. Um die Genauigkeit der Messergebnisse zu verbessern, werden eine bestimmte Anzahl der Datenpunkte zu einem Ensemble gemittelt. Je mehr Datenpunkte pro Ensemble zusammengefasst werden, desto genauer ist die Messung, allerdings fällt dies zu Lasten einer kürzeren Messzeit. Durch diesen Trade Off werden je nach Messanforderung die Anzahl der gemittelten Datenpunkte angepasst, um die gewünschte Messgenauigkeit einzuhalten. Durch normieren der Laserintensität unmittelbar vor dem Messvolumen können mögliche Leistungsschwankungen detektiert werden und haben so keinen Einfluss auf die Genauigkeit der Messergebnisse. In Abbildung 4.5 ist ein zeitaufgelöstes FRS- Spektrum zu sehen. Da es sich hierbei um nicht normierte Messdaten des Photomultipliers handelt, ist hier auch die Information über das Spannungssignal des Photomultipliers erhalten und in Volt an der Ordinate abzulesen. Da die Laserleistung über die Messungen stabil war, hatte diese keinen Einfluss auf die Kurvenform. Die Messpunkte im Spektrum wurden mit einer Ensemblegröße von 2500 Datenpunkten bei einer Belichtungszeit von 100 ms und einer Datenrate von 100 kHz aufgenommen. In dem Messvolumen herrschten 9,5 bar absolut Druck bei einer Temperatur von 24°C, die Gaszusammensetzung entspricht der von Luft.

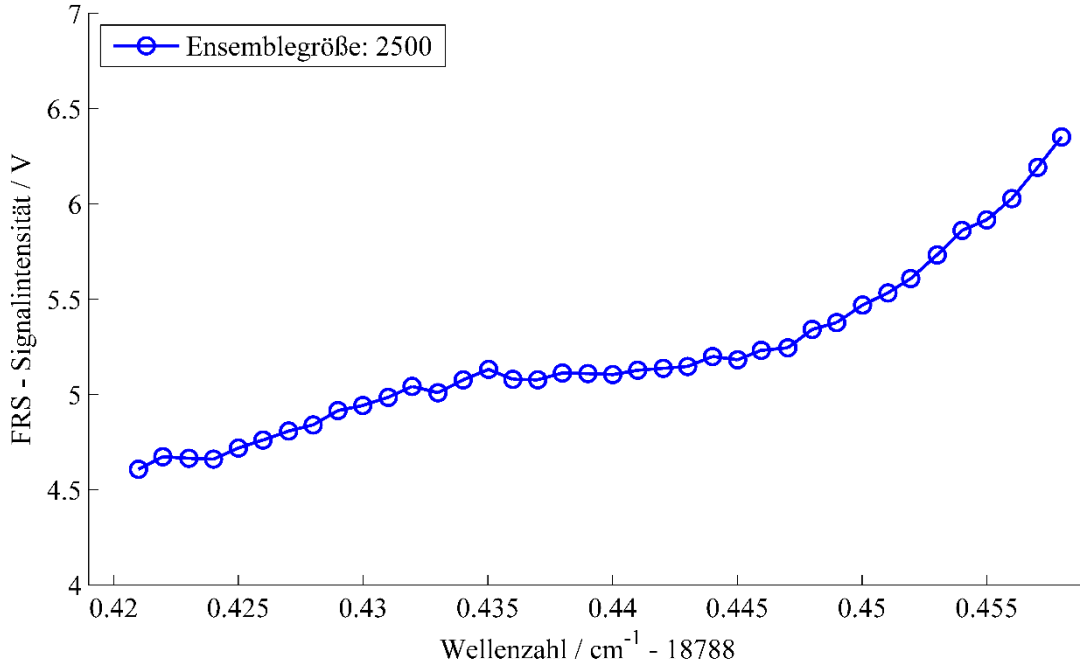


Abbildung 4.5: FRS-Spektrum eines zeitlich aufgelöstem Frequenzscans. Spektrum mit 2500 Datenpunkten pro Ensemble bei 9,5 bar und 297 K in Luft.

Zur Beurteilung der Messgenauigkeit wurde in Abbildung 4.6 das Signal-Rausch-Verhältnis über die Frequenzverstimmung aufgetragen. Das Signal-Rausch-Verhältnis (engl. Signal-to-Noise Ratio, SNR) wurde nach der in der Spektroskopie häufig genutzten Formel (13) berechnet. Je größer der dimensionslose SNR Faktor angegeben wird, desto besser ist die Signalqualität. Die mittlere Signalamplitude \bar{x} wird durch die Rauschstandardabweichung des Mittelwertes $\sigma_{\bar{x}}$, welche auch als Vertrauensbereich des Mittelwertes bezeichnet wird, geteilt. Durch die Rauschstandardabweichung kann die wahrscheinliche Abweichung der Messwerte von dem Erwartungswert bestimmt werden. Diese gibt also die Breite der Normalverteilung wieder [27].

$$SNR = \frac{\text{mittlere Signalamplitude } \bar{x} [V]}{\text{Rauschstandardabweichung } \sigma_{\bar{x}} [V]} \quad (13)$$

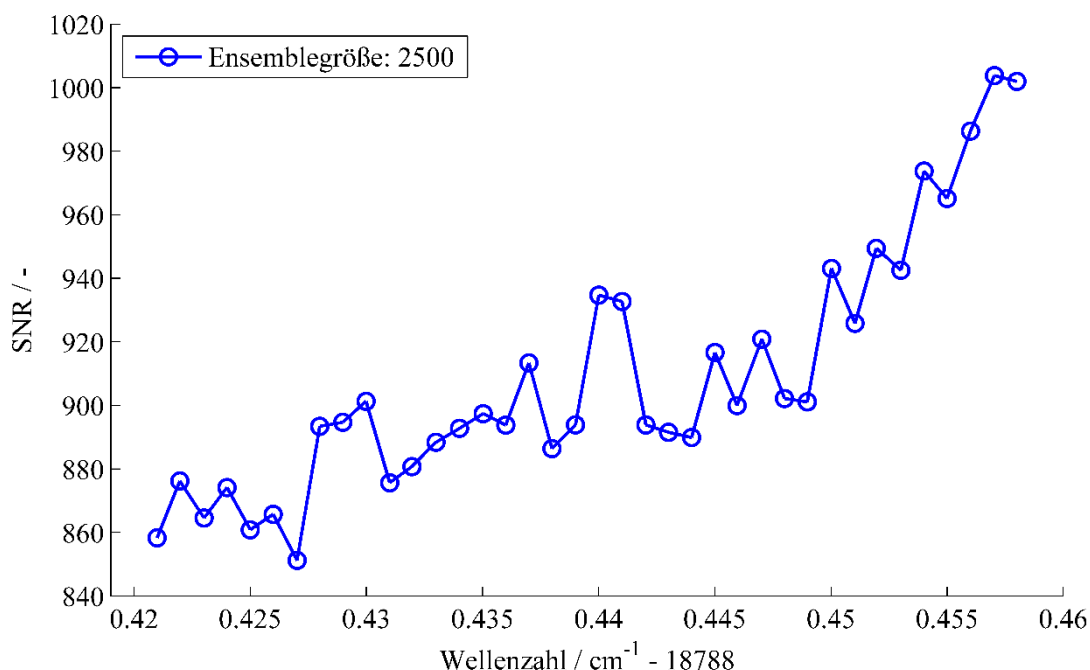


Abbildung 4.6: Signal-Rausch-Verhältnis bei 2500 Datenpunkten pro Ensemble bei 9,5 bar und 297 K in Luft.

In Abbildung 4.5 sind kleinere Schwankungen in dem Spektrum zu sehen, da jedoch das SNR sehr hoch ist, scheinen die Schwankungen nicht statistische Störungen zu sein, welche über einen größeren Zeitraum auftreten. Dies muss jedoch noch durch weitere Versuche verifiziert werden. Mögliche Störungen können auch durch Interferenzen entstehen, welche bedingt durch die Einbaulage des Bandpassfilter auftreten [28]. Außerdem könnte der Photomultiplier einen Defekt aufweisen, welcher sich nur bei bestimmten örtlichen Bereichen auf der effektiven Fläche des PMT bemerkbar macht, auch durch eine fehlerhafte Verstärkung könnten die in Abbildung 4.5 zu sehenden Schwankungen entstehen. Es wurde bereits ein neuer Photomultiplier mit Zubehör bestellt. Die Komponenten können nun schrittweise ausgetauscht werden, um die mögliche Fehlerquelle zu finden und zu eliminieren.

Das Spektrum wird bei einer kleineren Ensemblegröße etwas bröckeliger und das SNR nimmt auch wie erwartet ab. Um ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis zu erreichen sollte in erster Linie versucht werden, die Photonenzahl am PMT zu erhöhen. Dies kann durch Erhöhen der Laserintensität im Messvolumen ermöglicht werden, sowie falls möglich durch Druck- und Temperaturänderung des Messvolumens.

4.6 Periodische Frequenzvariation

Um noch kürzere Messzeiten zu ermöglichen, wird die Laserfrequenz kontinuierlich über den Spektralbereich durchgestimmt. Dazu wird dem Seed-Laser intern eine Dreiecksfunktion aufgeprägt. Die Breite und Wiederholrate der modulierten Dreiecksfunktion wird so angepasst, dass das gesamte Frequenzband der FRS-Messung abgefahren wird. Die Wiederholrate kann entsprechend der gewünschten Messsituation angepasst werden.

Dazu wurde erstmalig ein kontinuierlicher, periodischer Frequenzscan am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt durchgeführt. Es zeigte sich, dass mit dem Wavelength Meter in diesem Aufbau durch seine baulich festgelegte Detektionsgeschwindigkeit Frequenzänderungen über 5 Hz Dreiecks-Wiederholrate nicht mehr fehlerfrei detektiert werden konnten. Daher ist es nötig eine andere Möglichkeit zu finden Frequenzänderungen auch bei höheren Wiederholraten zu detektieren.

Abbildung 4.7 zeigt die Dreiecksform der Frequenzmodulation, welche dem Laser aufgeprägt wird. Die Frequenz wird periodisch mit 1 Hz durchgestimmt, die Dreiecksform wird entsprechend einmal pro Sekunde durchgefahren. Die Frequenz wird kontinuierlich von $18788,42 \text{ cm}^{-1}$ bis $18788,458 \text{ cm}^{-1}$ innerhalb von

0,5 Sekunden durchgestimmt. Sobald das Frequenzmaximum erreicht wurde, wird innerhalb der nächsten 0,5 Sekunden die rechte Flanke des Dreiecks abgefahren. In Abbildung 4.8 sind die durch das Wavelength Meter ausgelesenen Wellenzahländerung über eine Messdauer von 10 Sekunden bei einer Frequenzmodulationsgeschwindigkeit von 10 Hz zu sehen.

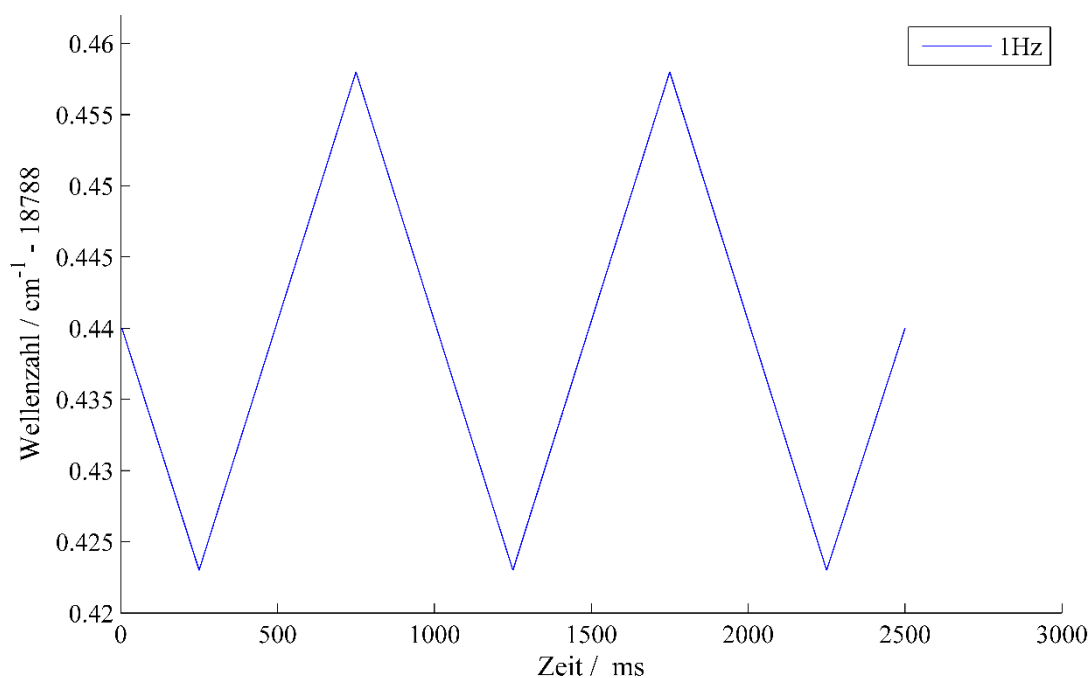


Abbildung 4.7: Frequenzmodulation des Lasers in Form eines Dreiecks über die Zeit. Die Periode der gezeigten Dreiecksform beträgt 1 Hz. Die Wellenzahl ist an der Ordinate und die Zeit an der Abszisse abzulesen.

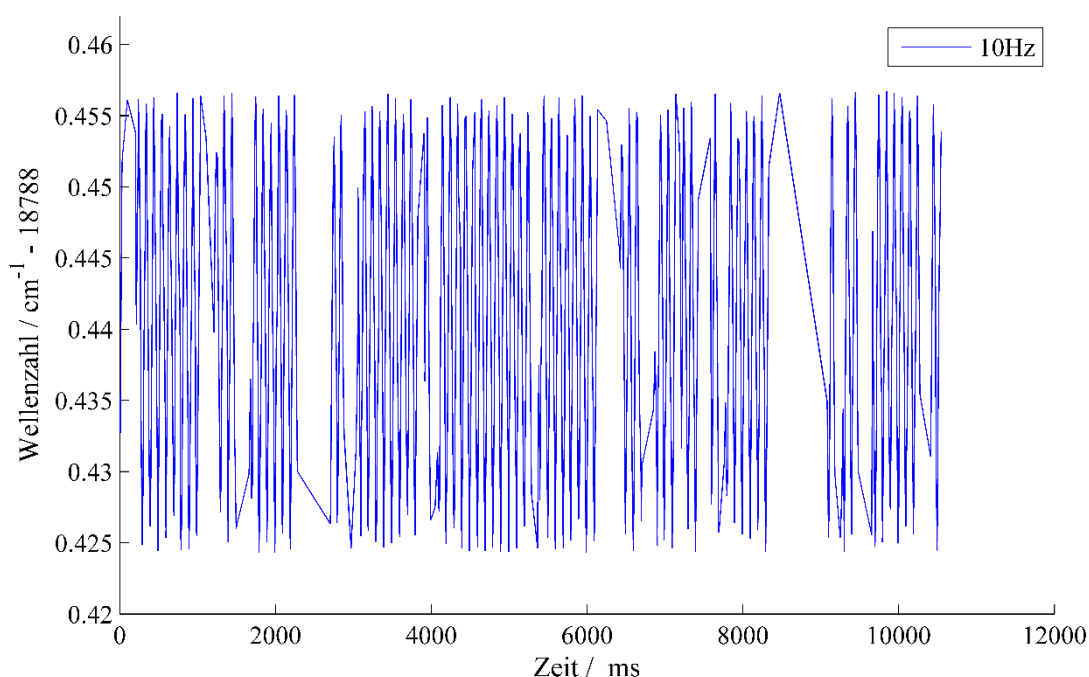


Abbildung 4.8: Aufnahme des Wavelength Meters über die Messdauer von 10 Sekunden bei einer Modulationsrate von 10 Hz dargestellt.

Die in Abbildung 4.8 zu sehenden Unregelmäßigkeiten über der Frequenz ist auf die Detektionsgeschwindigkeit und die Datenübertragungszeiten des Wavelength Meters zurück zu führen. Wie bereits in Kapitel 3.2.2 beschrieben kann daher, um eine lückenlose Frequenzänderungen zu gewährleisten, eine Referenzzelleneinheit eingesetzt werden. Diese besteht aus einer Jodzelle, welche mit weniger molekularem Jod befüllt ist und so lediglich eine Sättigungstemperatur von 25°C aufweist. Durch zwei Fotodioden, welche vor und hinter der Jodzelle angebracht sind, ist es möglich dort die Signalstärken I und I_0 zu bestimmen. Da die Hyperfeinstrukturen der Jodzelle bei einer Sättigungstemperatur von 25°C zwar in Ihrer Form ausgeprägt zu detektieren sind, jedoch das Signal auch im Minimum nicht vollständig absorbiert wird, ist es so möglich auch die Laserintensität hinter der Jodzelle mittels einer Photodiode permanent zu detektieren. Wenn für die genutzte Linie gezeigt werden kann, dass die Frequenz auch im Minimum genau genug zugeordnet wird (siehe Abbildung 3.5), kann die Referenzeinheit das teure

und langsame Wavelength Meter zur Frequenzdetektion ablösen. In Abbildung 4.9 wurde das Signal der Photodiode I durch das der Photodiode I_0 geteilt, um so Messunsicherheiten durch Laserintensitätsschwankungen zu vermeiden. Das Signalniveau der Referenzmessung ist über die Messdauer von 2 Sekunden bei einer Dreiecks-Frequenzmodulation von 1 Hz dargestellt. Durch die aufgeprägte Modulation in Form eines Dreiecks, wird die Frequenzverschiebung vom Minimum zum Maximum und wieder zurück von Maximum zum Minimum innerhalb des zuvor eingestellten Frequenzbereiches durchlaufen. Da linke und rechte Flanke der aufgeprägten Dreiecksmodulation ausgewertet werden, handelt es sich hierbei sogar um eine doppelt so hohe Spektren-Messrate von 2 Hz.

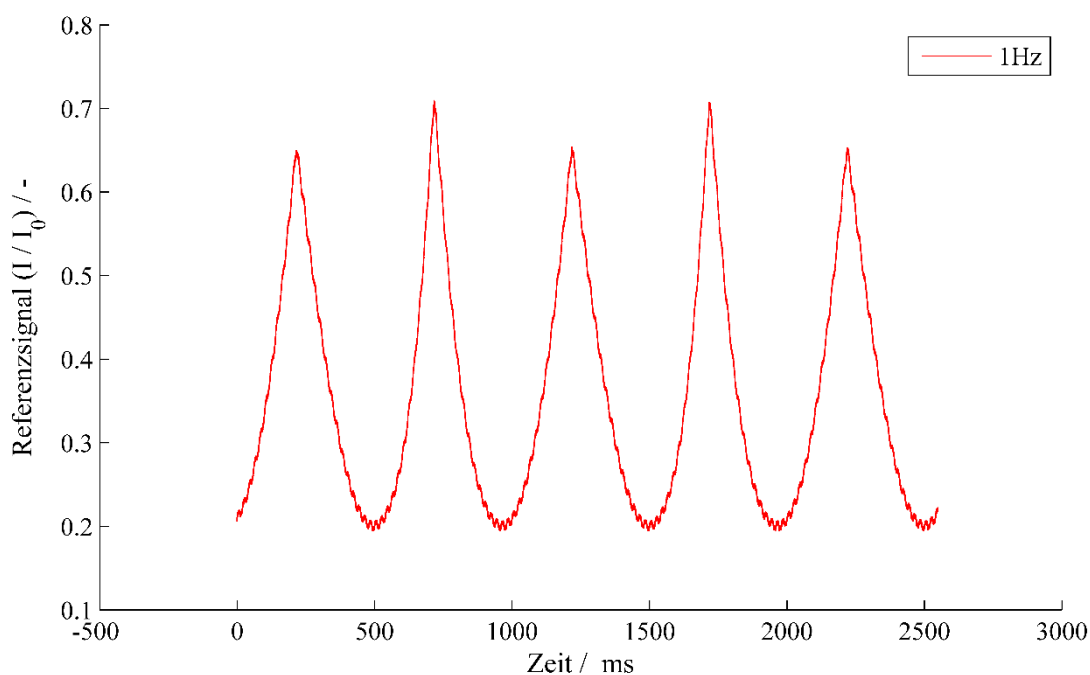


Abbildung 4.9: Signalintensität der Referenzmessung zur Bestimmung der Laserfrequenz bei einer Frequenzmodulation von 1 Hz über eine Messdauer von 2,5 Sekunden.

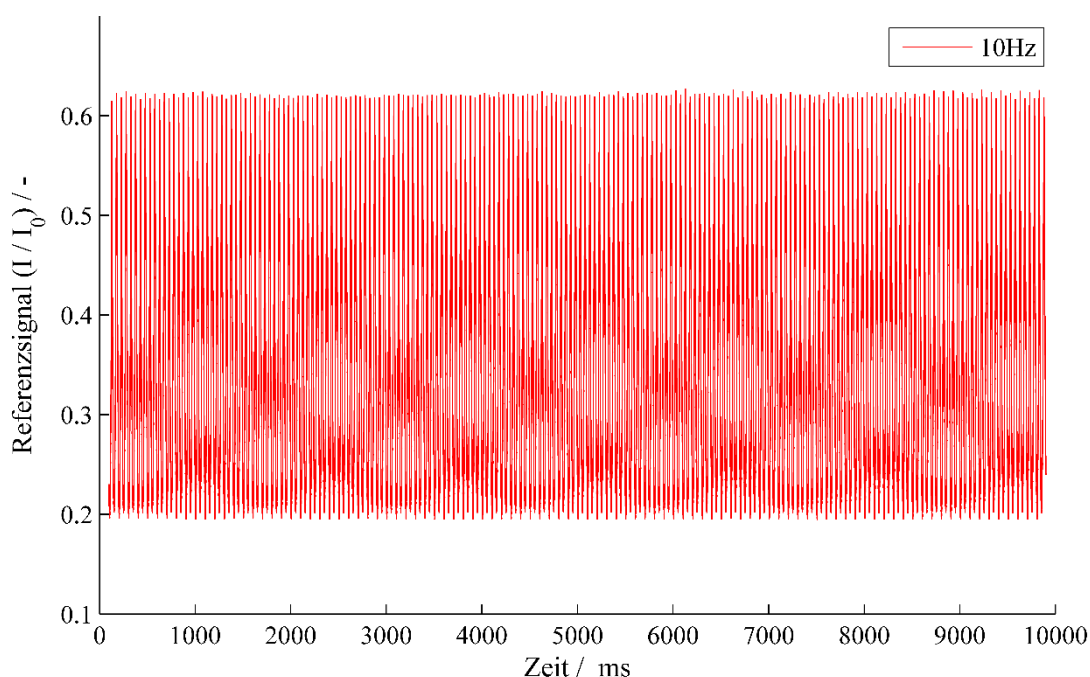


Abbildung 4.10: Signalintensität der Referenzmessung zur Bestimmung der Laserfrequenz bei einer Frequenzmodulation von 10 Hz über eine Messdauer von 10 Sekunden.

Bei näherer Betrachtung des Signals der Referenzmessung in Abbildung 4.9 ist zu sehen, dass sich die linke Flanke der Dreiecksmodulation von 250 ms bis 750 ms und entsprechend die rechte Flanke von 750 ms bis 1250 ms erstreckt. Das Tal der linken Flanke bei 500 ms befindet sich bei einem Transmissionsminimum der Jodzelle welches in etwa einer Wellenzahl von $18788,44 \text{ cm}^{-1}$ entspricht. Die im Turnus abwechselnd auftretenden Höhenunterschiede der Berge sind auf einen Transmissionsunterschied zwischen linkem und rechtem Rand des eingestellten Frequenzbereiches zurückzuführen. In Abbildung 4.10 ist das I/I_0 Signal der Referenzmessung für eine Messdauer von 10 Sekunden und einer Modulationsrate von 10 Hz dargestellt. Der Grafik ist zu entnehmen, dass die Referenzmessung auch bei einem schnellen Sweep mit einer 10 Hz Modulation (20 Sweeps, bzw. Spektren pro Sekunde) im Gegensatz zum Wavelength Meter noch fehlerfrei arbeitet. Auch die Flanken des

Frequenzbereiches (hier durch Berge und Täler der Referenzmessung dargestellt), weisen keine Schwankungen auf und sind reproduzierbar.

Abbildung 4.11 zeigt das detektierte FRS-Signal des Photomultipliers bei einer Modulationsrate von 1 Hz über eine Messdauer von 10 Sekunden. Form und Höhe des FRS-Signals ist periodisch über den Scanbereich reproduzierbar. Linke und rechte Flanke sind identisch spiegelverkehrt zueinander, dadurch kann jede Flanke für sich genommen ausgewertet werden. Abbildung 4.12 zeigt das detektierte FRS-Signal bei einer Modulationsrate von 10 Hz über eine Messdauer von 10 Sekunden. Auch bei einer schnelleren Modulationrate von 10 Hz zeigen sich keine Anomalien.

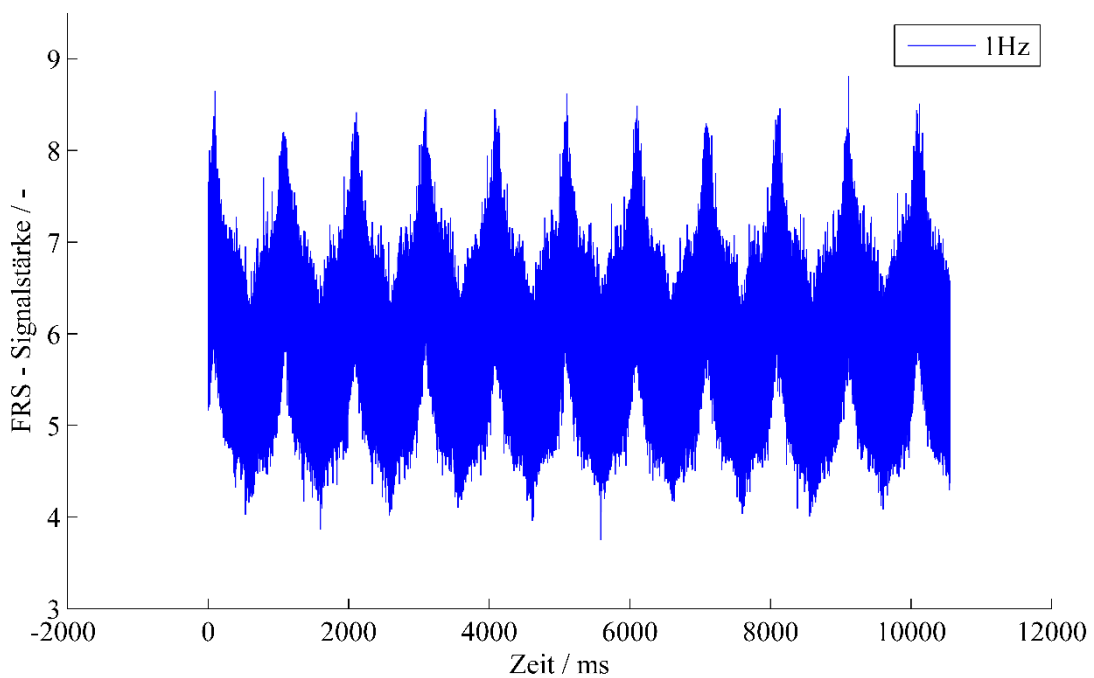


Abbildung 4.11: Photomultiplier Signal auf die Laserintensität normiert bei 1 Hz Modulationsrate über eine Messdauer von 10 Sekunden.

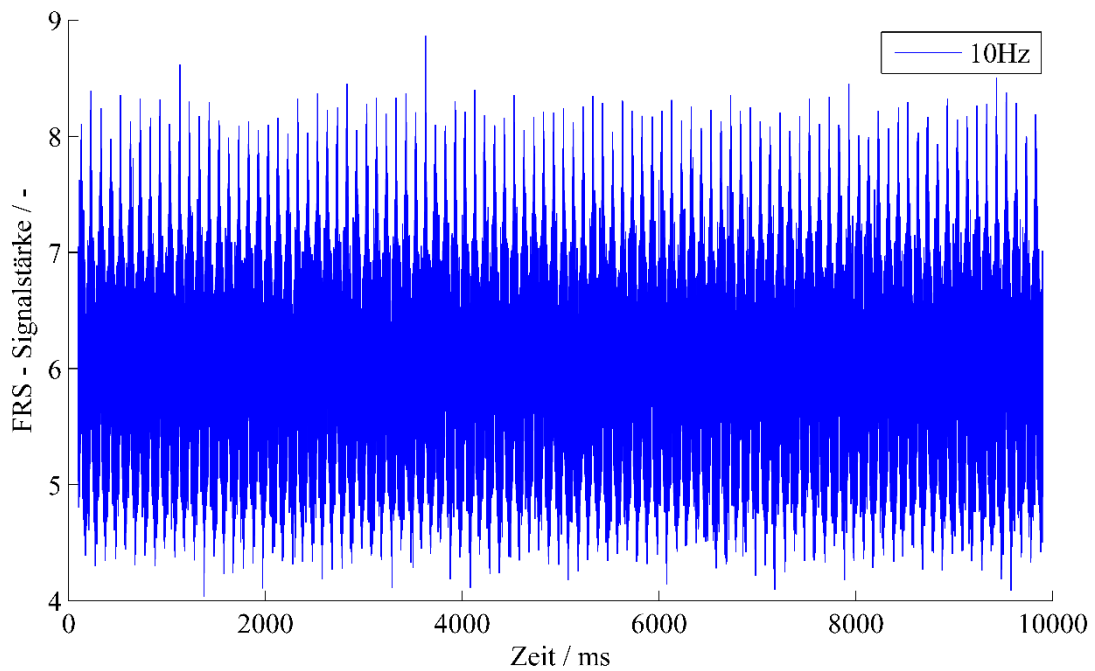


Abbildung 4.12: Photomultiplier Signal auf die Laserintensität normiert bei einem 10 Hz Modulationsrate über eine Messdauer von 10 Sekunden.

Zur genaueren Betrachtung muss das Messsignal des Photomultipliers gemittelt werden, da das Rauschen des in Abbildung 4.11 zu sehenden Spektrums sehr breit gestreut ist. Durch die Mittelungsroutine wurde jeweils ein Datenpunkt mit dessen linkem und rechten Nachbarn zu einem gemitteltem zusammengefasst. Diese Routine wurde 200 mal durchlaufen, also wurde an jedem Punkt auf der gezeigten Kurve über 400 benachbarte Datenpunkte gemittelt. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.13 zu sehen. Da das Signal noch leicht verrauscht ist, kann man für eine spätere genauere Temperatúrauswertung weitere Routinen an den Messdaten anwenden. Die Form des Spektrums ist nach der Mittelungsroutine jedoch schon sehr schön zu sehen und stimmt auch mit der erwarteten überein.

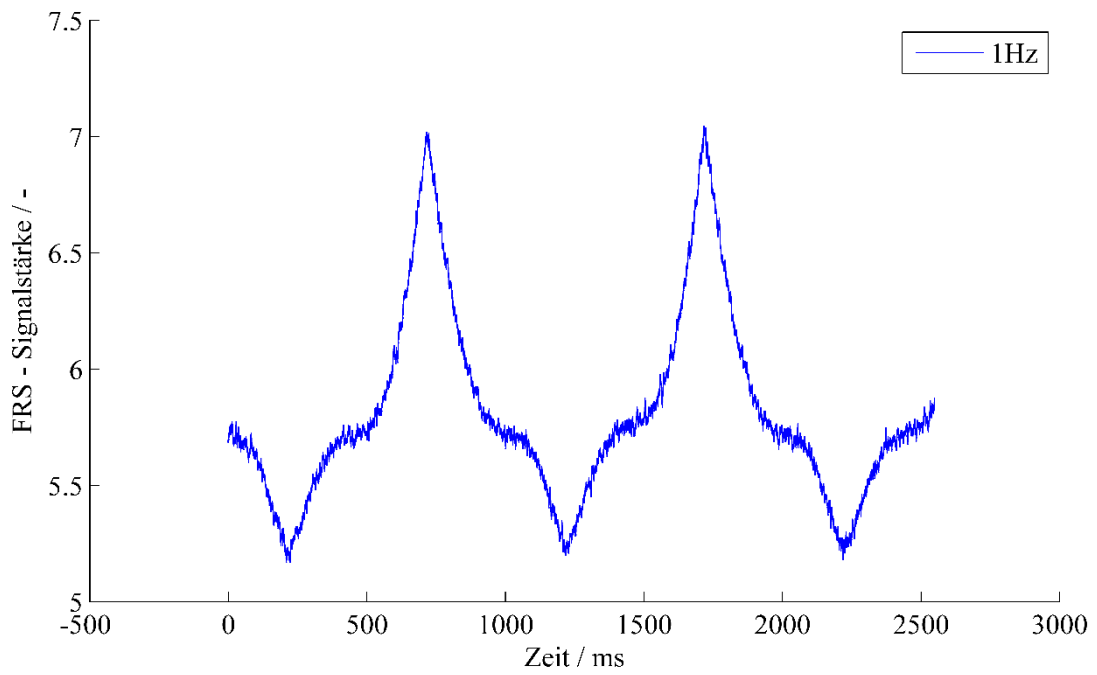


Abbildung 4.13: Photomultiplier Signal auf die Laserintensität normiert und über 400 Datenpunkte gemittelt bei 1 Hz Modulationsrate über eine Messdauer von 2,5 Sekunden.

5 Vergleich mit vorherigen Arbeiten am DLR

Im Folgenden werden die Inhalte dieser Arbeit mit vorherigen Arbeiten am DLR verglichen. Da es sich bei diesem Messsystem um eine Sondeneinheit mit einem Punktsensor handelt, werden auch nur diese miteinander verglichen. Der Unterschied zum zweidimensionalen Messverfahren liegt in erster Linie darin, dass bei gleichen Randbedingungen die Belichtungszeit reduziert werden kann und zeit-aufgelöste Messungen ermöglicht werden. Zuvor wurden bereits zwei weitere Punktsensoren am DLR entwickelt: Durch Herrn A. Enns wurde 2014 ein Miniatur-Rückstreulichtsensor entwickelt, welcher es durch seine kompakte Bauweise ermöglichte auch in verwinkelten Bereichen eingesetzt zu werden [2]. Der Sendekopf wies jedoch trotz seinem geringen Arbeitsabstand von 60 mm durch seinen kleinen Außendurchmesser von ca. 10 mm ein niedriges Signalniveau und ein geringes SNR auf. Herr C. Herold erstellte 2018 einen FRS-Sensor, bei welchem die Empfangseinheit in einem Winkel von 90° zum Sendestrahl positioniert wurde. Bei einem Arbeitsabstand von 75 mm mit einem Linsendurchmesser von 50 mm konnten so wesentlich mehr Photonen detektiert werden. Zusätzlich wurde kein Raumfilter vor dem PMT verbaut, wodurch wesentlich mehr Streulicht des waagerechten Laserstrahls auf der rechteckigen aktiven Fläche des Photomultiplier abgebildet werden konnte [3]. Bei einer Laserleistung von 1,62 W im Messvolumen ergab sich daraus ein höheres Signalniveau und ein SNR zwischen 350 und 400. Bei der in dieser Arbeit gebauten Sonde, handelt es sich wie auch bei A. Enns um eine 180° Rückstreusonde. Bei der gekoppelten Sende- und Empfangseinheit wurde eine große Frontlinse mit einem Durchmesser von 110 mm und einer Brennweite von 500 mm verbaut. Durch den großen Arbeitsabstand zum Messvolumen, sowie der mittels Raumfilter variabel einstellbaren Ortsauflösung ergibt sich bei einer Laserleistung von 800 mW im Messvolumen

ein zu C. Herolds Versuchsaufbau vergleichbares Signalniveau sowie ein SNR zwischen 95 und 135, siehe Abbildung 5.1. Bei allen drei hier verglichenen Versuchsaufbauten wurde das Lasersignal mittels Faser zur Sendeeinheit geleitet. Auch das Gasgemisch sowie der Druck des Messvolumens sind bei den hier verglichenen Ergebnissen annähernd gleich. Ein niedrigeres SNR lässt sich auf die niedrigere Laserleistung von 800 mW im Messvolumen sowie auf einen nicht vorteilhaft ausgeleuchteten Photomultiplier zurückführen.

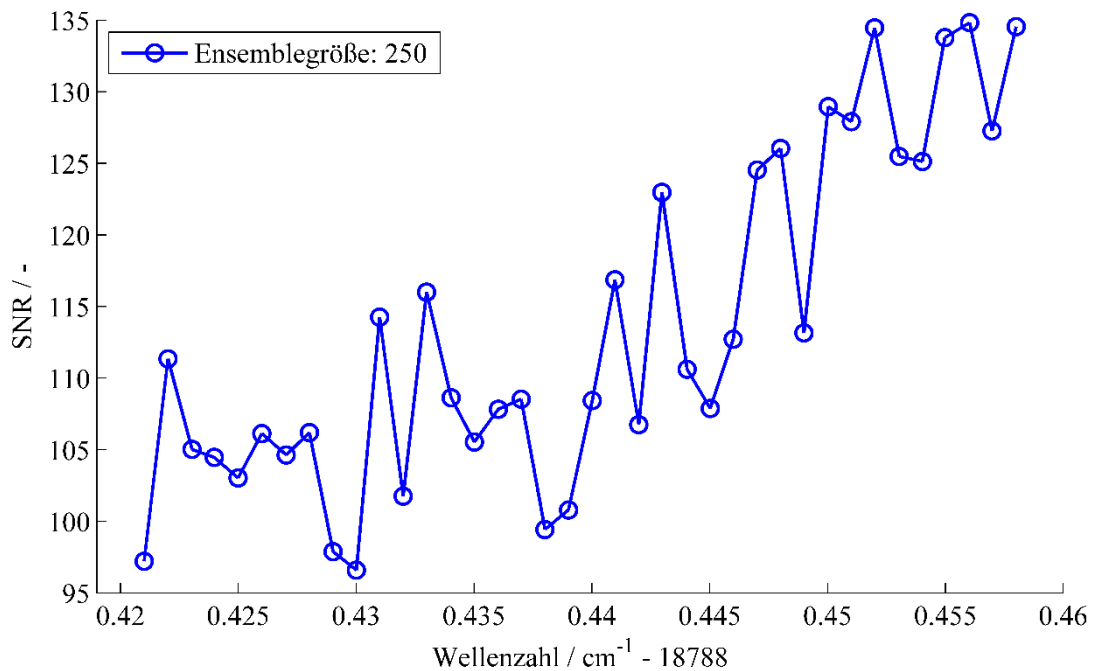


Abbildung 5.1: Signal-Rauschverhältnis bei Umgebungsdruck in Luft mit einer Ensemblegröße von 250 und einer Laserintensität von 800 mW im Messvolumen.

6 Ausblick

Nach den ersten erfolgreichen, zeitaufgelösten Messungen am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt konnten noch Verbesserungsmöglichkeiten der für die Messkampagne am Windtunnel des ETW erstellten Sonde ermittelt werden. Um ein besseres Signal-Rauschverhältnis bei gleicher Ensemblegröße zu erhalten, sollte die Laserleistung im Messvolumen erhöht werden. Dazu kann, falls es die Messumgebung zulässt, auf eine PCF-Faser verzichtet werden, um den Laserstrahl unmittelbar nach Austritt aus dem Laserkopf in die Sonde einzuspeisen. Dadurch wäre zum einen eine mögliche Messunsicherheit eliminiert, zum anderen kann so die Laserintensität im Messvolumen etwa verfünffacht werden.

Die im FRS-Spektrum zu sehenden Schwankungen können auf den Photomultiplier zurückzuführen sein. Um einen Defekt des Photomultipliers auszuschließen, muss dieser gegen einen bereits neu bestellten ersetzt werden. Auch die gering ausgeleuchtete Fläche des Photomultipliers könnte Störungen hervorrufen. Zum einen könnte ein anderer Bereich der aktiven Fläche beleuchtet werden, zum anderen könnte das Streulicht durch eine Zylinderlinse aufgeweitet werden und so einen größeren Bereich der rechteckigen Fläche des PMT ausleuchten. Als mögliche Fehlerquelle käme auch der verbaute Bandpassfilter in Betracht, der durch seine Eigenschaften Interferenzen erzeugen könnte. Um dies zu prüfen, sollte die Position des Bandpassfilters im Strahlengang verändert oder der Bandpassfilter gegen einen anderen schmalbandigeren Tageslichtfilter ausgetauscht werden. Dieser sollte eine vergleichbar hohe Transmission im Zentralbereich der Filterkurve vorweisen.

Da der Sondenkopf aus Metall besteht, können mehrfach Reflexe innerhalb des Kopfes entstehen. Diese könnten auch zu Untergrundlicht führen oder

Geisterbilder hervorrufen. Um möglichen Effekten vorzubeugen, sollten alle unbeschichteten Metallteile matt eloxiert werden.

Um die gemessenen Daten der Sweeps auswerten zu können, müssen diese noch der jeweiligen Frequenz zugewiesen werden. Die durch die Referenzmessung erhaltene Signalkurve (I/I_0), muss durch eine Kalibriermessung auf die jeweilige Wellenzahl abgestimmt werden. Da die Messdaten alle einen Zeitstempel aufgebracht haben, sollte dadurch auch bei schnelleren Messungen, das FRS-Signal der zugehörigen Frequenz mit Hilfe der Referenzmessung zugeordnet werden können. Die bisherige Zeitachse wird also durch eine neue Frequenzachse ersetzt. Die Eindeutigkeit im Minimum der Referenzkurve bedarf einer weiteren Analyse. Für die weitere Auswertung der Messdaten ist es auch sinnvoll die Software durch eine Korrektur des „Large Lens Errors“ (Blickwinkelabhängigkeit des Signals) [26] sowie durch bessere Mittelungsalgorithmen zu erweitern.

Die für den Windkanal am ETW konstruierte Sonde soll dort unter kryogenen Bedingungen zur Temperatur- und Strömungsmessung eingesetzt werden. Dazu werden im Windkanal verschiedene Temperaturen, Drücke und Geschwindigkeiten eingestellt.

7 Zusammenfassung

Es wurde ein FRS-Messsystem für Punktmessungen entwickelt und charakterisiert, welches es ermöglicht zeitaufgelöste FRS-Spektren unter kryogenen Bedingungen zu erfassen.

Dazu wurde eine Sonde konstruiert und aufgebaut, welche durch eine gekoppelte Sende- und Empfangseinheit Messungen aus einer Richtung, in Rückstreuung und mit großem Arbeitsabstand, ermöglicht. In der Aufbauphase wurde die Lichttransmission des Sende- und des Empfangskanals durch neue Komponenten und Umbauten optimiert, und ein mechanisch stabiler, mobiler FRS-Messaufbau für Einsätze an Prüfständen erstellt.

Um auch bei einem Arbeitsabstand von 500 mm möglichst viel Rayleigh-Signal zu erfassen, wurde die Sonde mit einer großen Frontlinse von 110 mm Durchmesser ausgestattet. Durch FRS-Messungen bei 9,5 bar und 24°C wurde gezeigt, dass sowohl das realisierte Signalniveau (maximaler Photostrom am PMT ist möglich) und das SNR (typisch 300 bei einer Ensemblegröße von 250 Einzelmessungen pro Frequenzwert), als auch die unter atmosphärischen Bedingungen getestete Ortsauflösung mit 300 μm Raumfilter (FWHM ca. 4 mm) für einen Einsatz am Kryo-Windkanal P-ETW in Köln geeignet sind.

Durch Variation des Raumfilterdurchmessers (100 bis 700 μm , und ohne) und des Laserstrahldurchmessers (1,8 mm und 5,5 mm), wurden die Variabilität der Ortsauflösung und die realisierte Lichtdichtigkeit der Sonde bei Laborlicht demonstriert. Um das Signal zu Falschlicht Verhältnis zu optimieren, wurden drei Jodzellen mit verschiedenen Sättigungstemperaturen (60°C, 70°C und 80°C) und zwei Tageslichtfilter (Andover FWHM 3 nm und Barr FWHM 1 nm) verglichen. Die Kombination der Jodzelle mit 70 °C Sättigungstemperatur mit dem Barr

Filter (FWHM 1 nm) erscheint als bisher bester Kompromiss zwischen Signaltransmission und Störlichtunterdrückung.

Die Konzentration der Laserleistung auf einen Punkt und das damit verbundene höhere Signalniveau, ermöglichte eine Verkürzung der Licht-Integrationszeiten am Detektor, bzw. eine Verkleinerung der Ensemblegrößen pro Frequenzpunkt. Durch den neu erstellten Aufbau war es so möglich, erstmals FRS-Spektren mittels einer periodischen, kontinuierlichen Frequenzverschiebung mit einer Frequenzmodulationsrate von 1 bis 10 Hz zu detektieren. Dies entspricht einer Spektrenrate (Temperaturmessrate) von 2 bis 20/s. Dabei wurden auch die zum Ersatz des teuren „Wavelength Meters“ erforderlichen Referenzzellen-Signale (I/I_0) synchron aufgezeichnet.

8 Literaturverzeichnis

- [1] Peter-Phillip Schmitt, *Eine vereiste Sonde könnte Unglücksursache sein: Airbus-Absturz*. [Online] Available: <https://www.faz.net/aktuell/gesellschaft/ungluecke/airbus-absturz-eine-vereiste-sonde-koennte-ungluecksursache-sein-1814995.html>. Accessed on: Jul. 02 2019 13.:45 Uhr.
- [2] Andreas Enns, *Entwicklung eines Streulichtensors zur Bestimmung von Strömungsparametern auf Grundlage der gefilterten Rayleigh-, Brillouin- und Mie-Streuung*. Masterarbeit. Universität Bielefeld, 2014.
- [3] Christoph Herold, *Aufbau und Erprobung eines optischen Strömungssensors auf Basis der gefilterten Rayleigh-Streuung: Masterarbeit*. Fachhochschule Aachen, 2019.
- [4] Ulrich Doll, *Gefilterte Rayleigh-Streuung zur simultanen Bestimmung von Druck-, Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldern in Gasströmungen*. Dissertation. Technische Universität Dresden, 2016.
- [5] Manuel Bridger, *Further developments in Filtered Rayleigh scattering for the determination of the turbine inlet temperature distribution in gas power stations*. Masterarbeit. Universität Regensburg, 2016.
- [6] Ullrich Doll, Michael Fischer, Guido Stockhausen, Christian E. Willert, *Frequency scanning filtered Rayleigh scattering in combustion experiments: 16th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon*, 2012.
- [7] J. N. Forkey, W-R- Lempert. R.B. Miles, *Accuracy limits for planar measurements of flow field velocity, temperature and pressure using Filtered Rayleigh Scattering*, 1998.
- [8] Ingo Röhle, *Laser-Doppler-Velocimetry auf der Basis frequenzselektiver Absorption: Aufbau und Einsatz eines Doppler Global Velocimeters*. PhD thesis. Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR), 1999.
- [9] D. Hänel, *Molekulare Gasdynamik: Einführung in die kinetische Theorie der Gase und Lattice-Boltzmann-Methoden*. Berlin: Springer, 2004.
- [10] G. Tenti, CD Boley, R. C. Desai, *On the Kinetic Model Description of Rayleigh- Brillouin Scattering from Molecular Gases*. Canadian Journal of Physics, 52(4):285-290, 1974.
- [11] R. B. Miles, W. R. Lempert, J. N. Forkey, *Laser Rayleigh scattering: Measurement Science and Technology*. 12(5):R33, 2001a.
- [12] J. N. Forkey, *Development and Demonstration of Filtered Rayleigh Scattering: a Laser Based Flow Diagnostic for Planar Measurement of Velocity, Temperature and Pressure*. PhD thesis. Princeton University, 1996.

- [13] Wikipedia, *Wellenzahl*. [Online] Available: <https://de.wikipedia.org/wiki/Wellenzahl>. Accessed on: Jul. 01 2019.
- [14] Stefan Wilhelm, *Confocal Laser Scanning Microscopy*, 2010.
- [15] Eike J. Burow, Manfred Beversdorff, Guido Stockhausen, Michael Schroll, Christian Willert, *Combination of robust point measurement techniques on the vortex tube: FRS, DGV and L2F deliver thermodynamic and flow properties*. German Aerospace Center (DLR), 2018.
- [16] James C. Daly, *Fiber Optics*. University of Rhode Island. Florida: CRC Press, 1984.
- [17] NKT Photonics, *Data Sheet LMA-PM-10: Single-mode 10µm polarization-maintaining fiber*, 2017.
- [18] E. Hecht, *Optik*, 1st ed. Bonn: Addison-Wesley, 1994.
- [19] W. Demtröder, *Experimentalphysik 2*, 5th ed. Berlin: Springer, 2009.
- [20] Günter Roth, *Allgemeine Optik: Ein Schulbuch und Leitfaden*, 3rd ed. Heidelberg: Optische Fachveröff. Verl. der Dt. Optikerzeitung, 1995.
- [21] Edmund Optics GmbH, *Optische Filter*, 2017. [Online] Available: www.edmundoptics.de/resources/application-notes/optics/optical-filters/.
- [22] Dieter Karstropp, *Lambert Beer'sches Gesetz: e-fellow.net schüler-wissen*, 2014.
- [23] Laser Components GmbH, *Bandpassfilter: Allgemeine Spezifikationen*, 2006. [Online] Available: https://www.lasercomponents.com/de/?embedded=1&file=fileadmin/user_upload/home/Datasheets/lcf/bandpassfilter-allgemein-d.pdf&no_cache=1.
- [24] Hamamatsu, *Photosensormodules H9305 Series*. [Online] Available: <https://www.hamamatsu.com/us/en/product/type/H9305-03/index.html>.
- [25] Benjamin Witschas, Maria O. Vieitz, Eric-Jan van Duijn, Oliver Reitebuch, Willem van de Water, Wim Ubachs, *Spontaneous Rayleigh-Brillouin scattering of ultraviolet light in nitrogen, dry air, and moist air*. Applied Optics, 49(22):4217-4227, 2010.
- [26] Konstantine Cheishvili, *Development and Validation of an End-to-End Simulator for Frequency Scanning Filtered Rayleigh Scattering Techniques*. Masterarbeit. TU Delft, 2016.
- [27] W. Walcher and M. Elbel, *Praktikum der Physik: Mit 99 Versuchen ..., 15 Tabellen im Text und einem Tabellenanhang*, 4th ed. Stuttgart: Teubner, 1979.
- [28] Joshua Jungmann, *Analyse und Optimierung der bildgebenden Signalerfassung von gefilterter Rayleighstreuung*. Bachelorarbeit. Hochschule Bonn-Rhein-Sieg: elib.dlr.de/127103/, 2017.